



Transport cohérent et spectroscopie tunnel dans les hétérostructures supraconductrices

David Quirion

► To cite this version:

David Quirion. Transport cohérent et spectroscopie tunnel dans les hétérostructures supraconductrices. Supraconductivité [cond-mat.supr-con]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2001. Français. NNT : . tel-00003439

HAL Id: tel-00003439

<https://theses.hal.science/tel-00003439>

Submitted on 30 Sep 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

soutenue publiquement le 03 octobre 2001 par

David QUIRION

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier
Grenoble I

Discipline : Physique

**Transport cohérent et
spectroscopie tunnel dans
les hétérostructures supraconductrices**

Composition du jury : F. HEKKING (président)
D. MAILLY (rapporteur)
T. MARTIN (rapporteur)
J. LESUEUR
M. SANQUER (directeur de thèse)

Thèse préparée au sein du Laboratoire de Cryophysique,
Service de Physique Statistique, Magnétisme et Supraconductivité,
Département de Recherche Fondamentale sur la Matière Condensée,
CEA-Grenoble.

On ne réfléchit bien qu'à basse température
Cioran

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Marc Sanquer, mon directeur de thèse, pour son enthousiasme toujours renouvelé face à la découverte expérimentale, sa patience devant mes questions et sa grande disponibilité dans toutes les situations.

Je remercie Jacques Flouquet et Bernard Salce de m'avoir accueilli respectivement dans leur service et laboratoire, ainsi que d'avoir fourni toutes les conditions nécessaires au bon déroulement de cette thèse.

Je remercie tous les membres du jury pour l'attention qu'ils ont portée à ce travail. Merci à Dominique Mailly, directeur de recherche au CNRS-LPN, et à Thierry Martin, professeur à l'université de Marseille, d'avoir accepté de rapporter cette thèse, à Frank Hekking, professeur à l'université de Grenoble I, d'avoir présidé le jury et à Jérôme Lesueur, professeur à l'ESPCI, pour avoir accepté d'examiner cette thèse.

Merci à tous les membres du groupe de physique mésoscopique avec qui j'ai eu le plaisir de passer des heures de travail passionnantes. Plus particulièrement, je dois beaucoup à François Lefloch, bruiteur en chef, et à Christian Hoffmann, bruiteur en thèse, pour les grands moments en salle blanche et devant les dilutions. Merci également à Claude Chapelier pour avoir sonorisé durant trois ans le couloir qui donne sur mon bureau. Merci enfin à Claire Baraduc pour nos déboires canoniques communs et à Jean-Claude Villégier pour sa grande compétence.

Je suis très redevable à tout le personnel technique du laboratoire, et principalement à Nicole Bertrand, pour avoir toujours résolu dans le sourire mes démêlés administratifs, et à Jean-Luc Thomassin sans qui toutes ces choses on se demande comment on les aurait faites.

J'ai également beaucoup appris lors de conversations impromptues avec Anatoly Volkov, Bernard Pannetier, Frank Hekking et de nombreux autres chercheurs rencontrés au hasard des conférences. Vincent Bouchiat et Stéfan Landis m'ont accueilli chacun autour de leurs AFM respectifs et je suis désolé que ces collaborations n'aient pas été plus fructueuses.

Ces trois années doivent beaucoup aux autres thésards, à nos discussions

devant le thé ou en pipotage, que ce soit les anciens: Vincent, Fred, Xa, Albin, Laurent, Bert, Maud, mon coreligionnaire Gaël ou les ‘jeunes’: Nicolas, Hermann et Christian et ceux qui débutent: Walter, Corentin et Frédéric. Merci également aux thésards d’ici et d’ailleurs: Julien, Nicolas...

Je suis reconnaissant à Gilbert Teisseron de m’avoir confié durant deux années les TP d’électronique de l’IUT Génie Mécanique et Productique, où j’ai passé avec les étudiants des heures tout à fait étonnantes.

La thèse n’est pas que travail et j’ai pu passer des moments très agréables avec nombres d’‘anciens’, les Grenoblois et assimilés Steph, Marie, Olivier, Hélène, Mathilde, Jérôme; les Parisiens Thierry, Claude, Jérôme, Sylvie, Xavier et ceux d’ailleurs Lolo, Fabien, Morgane, Alain et j’en oublie certainement. Désolé. Je ne saurais oublier Christian et Sibille, pour quelques douches, quelques pneus et toutes les autres choses que ma mémoire défaillante a englouti... Merci également à tous les membres de l’équipe CENG III de m’avoir supporté comme capitaine pendant deux ans et demi, pour ces dix huit mois de dure lutte contre le destin et nos fantastiques victoires qui sauront marquer les annales: Steph, Steph et Steph, Jeannot, Leti, Antoine et Antoine, Franck et Karine, Sikko, Julien et plus anciennement Markus, Muriel, Nicolas, David... Je n’oublie évidemment pas les autres, plus épistolaires, Laurence, Ioana, Mickaël... Je remercie enfin Louis et Josie Grégoire pour leur gentillesse.

Je tiens à remercier Laurent Fréruchet pour quelques ‘Insomnies’ et la citation non-localisée de cette thèse.

Merci à Hélène, Do, Anne, Olivier et toute la compagnie de la rue des Bergers pour leur accueil, leur enthousiasme face à la vie et tout ce que j’ai eu la chance de partager avec eux pendant quelques mois.

A Miriam pour avoir trop brièvement introduit l’imprévu dans le quotidien: *Bíonn siúlach scéalach*.

A toute ma famille et à mes parents pour leur patience, leurs silences compréhensifs et sans qui rien de tout cela ne serait arrivé.

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	7
1 Bibliographie raisonnée	11
1.1 L'effet tunnel	11
1.2 Transport dans les jonctions tunnel	14
1.3 Théorie de l'hamiltonien tunnel	19
1.4 Réflexion d'Andreev et effet de proximité	20
1.5 Effet de proximité dans les bicouches N/S	23
1.6 Le formalisme BTK	27
1.7 La réentrance	29
1.8 Le 'reflectionless tunneling'	32
1.9 Transport dans un fil normal diffusif	35
1.10 Conclusion	38
2 Formalisme quasiclassique	41
2.1 Objectif	41
2.2 Introduction	41
2.3 L'équation d'Usadel	42
2.4 Etude des contacts N/S	46
2.5 Transport dans les structures SININ	49
2.6 Résumé	54
3 Le contact TiN/Si	57
3.1 Introduction	57
3.2 La barrière Schottky	57
3.3 Caractérisation physique	59
3.4 Transport dans les jonctions planaires	67
3.5 Observation du 'reflectionless tunneling'	70
3.6 Chauffage électronique	76

3.7	Conclusion	81
4	Procédés de salle blanche	83
4.1	Introduction	83
4.2	Les différents types de dépôt	83
4.3	La barrière d'alumine	85
4.4	La lithographie	87
4.5	La gravure	89
4.6	Fabrication de structures SININ métalliques	91
4.7	Conclusion	93
5	Le contact Nb/Si	95
5.1	Enjeux	95
5.2	Le SOI	96
5.3	Caractérisation du SOI	98
5.4	Caractérisation de contacts <i>Nb/Si</i>	102
5.5	Transport à travers un isolant désordonné	107
5.6	Conclusion et perspectives	112
6	Etude de structures SININ	113
6.1	Objectifs	113
6.2	Jonctions SIN et SININ	113
6.3	Etude de structures SNIN diffusives	117
6.3.1	Introduction	117
6.3.2	Echantillon $d = 100nm$ (Dasein)	121
6.3.3	Echantillon $d = 30nm$ (Ousia)	131
6.3.4	Echantillon $d = 15nm$ (Kurtz)	134
6.4	Comparaison des échantillons SNIN	139
6.5	Conclusion	144
	Conclusion	147
	Bibliographie	151
	Liste des publications	159

Introduction

La miniaturisation croissante opérée en micro-électronique va, dans un avenir proche, entraîner la modification du fonctionnement des composants usuels. Sur de courtes distances, le transport électronique est cohérent: cela induit de nouveaux effets et laisse entrevoir la limite des dispositifs actuels. Cette révolution technologique s'accompagne de la recherche de nouveaux types de dispositifs hors silicium: ordinateurs quantiques à base de supraconducteurs [1, 2], de polymères [3], SETs métalliques [4], dispositifs à base de nanotubes de carbone [5] ... La physique mésoscopique, comme étude des systèmes de taille intermédiaire entre les mondes microscopique et macroscopique, est née de ce progrès des moyens d'élaboration. De plus, cet aspect technologique trouve sa place dans un enjeu plus conceptuel. La théorie quantique est l'une des grandes réussites de la physique du XX^e siècle. Elle fournit un cadre théorique complet permettant de comprendre la plupart des phénomènes à l'échelle microscopique [6, 7]. Elle a permis d'introduire en physique de nouveaux concepts, tels que la cohérence, la dualité onde/corpuscule... Cependant, le monde à l'échelle humaine n'a pas changé et la physique classique reste valable dans la grande majorité des systèmes macroscopiques. Plusieurs questions se posent alors. Comment concilier la nature probabiliste de la physique quantique avec le déterminisme classique? Quels liens unissent ces deux théories a priori si différentes? Certaines expériences tentent de repousser les limites de la mécanique quantique en étudiant, par exemple, les phénomènes quantiques sur des objets de plus en plus gros [8]. Mais notre expérience quotidienne nous prouve que le monde macroscopique n'est pas quantique. La première question trouve en partie sa réponse dans les théories de la décohérence [9]. La décohérence, et la dissipation à laquelle elle est liée, trouvent essentiellement leur source dans l'existence d'un environnement possédant un très grand nombre de degrés de liberté. On peut considérer la seconde question, cet entre-deux, comme le domaine d'étude de la physique mésoscopique. Elle étudie des systèmes suffisamment petits pour que les effets de cohérence y soient prépondérants, mais suffisamment grands pour qu'une description statistique s'impose.

La physique du solide offre plusieurs approches pour traiter ces problèmes. Celle dont il sera question dans cette thèse a pour objet central l'effet de proximité entre un supraconducteur et un métal normal. La supraconductivité est un phénomène tout à fait étonnant. Elle n'est pas dérivable des premiers principes de la physique: on parle alors de phénomène émergent, issu de la complexité intrinsèque d'un système à N corps [10, 11]. De plus, c'est l'une des rares manifestations de la cohérence quantique à l'échelle macroscopique. Les électrons y sont appariés en paires, dite de Cooper, et la phase de leur fonction d'onde, en quelque sorte l'outil de leur mémoire, est unique sur tout le supraconducteur. Il s'agit par conséquent d'un formidable réservoir de cohérence. Imaginons à présent qu'on place un métal normal, dans lequel la phase des électrons est aléatoire, en bon contact avec un supraconducteur. Les paires de Cooper se déversent dans le métal normal, gardant dans un premier temps leur phase, puis très rapidement se décorrèlent entre eux. Ce contact constitue en quelque sorte la connection entre un monde quantique (le supraconducteur, où tout est cohérent) et un monde semiclassique¹ (le métal normal). Il s'agit de l'effet de proximité. Les recherches dans ce domaine ont été motivées par deux découvertes expérimentales effectuées au cours des dix dernières années: le 'reflectionless tunneling' observé par Kastalsky et al. [12] dans un contact supraconducteur/semiconducteur et la réentrance observée par Charlat et al. [13] dans un système métallique.

Tous les systèmes présentés dans la suite de ce manuscrit présentent deux points communs: l'effet de proximité, dont on vient de parler, et une barrière de potentiel, que ce soit une barrière Schottky ou une barrière d'oxyde. Cette dernière a deux rôles. Frustrer l'effet de proximité lorsqu'elle est placée à l'interface entre le supraconducteur et le métal normal; sous certaines conditions, cette frustration apparente peut être surmonter pour donner le 'reflectionless tunneling'. Confiner l'effet de proximité près de l'interface lorsque la barrière tunnel est placée à quelque distance de celle-ci.

Dans le chapitre 1, on présente le cadre théorique et expérimental de l'effet de proximité sous ses différentes manifestations. Partant de l'effet tunnel, on rappellera les bases du transport à travers une interface entre deux métaux normaux, puis entre un métal normal et un supraconducteur. Dès que la cohérence dans le métal normal est permise, de nouveaux effets apparaissent et on présentera les deux principaux, à savoir le 'reflectionless tunneling' et la réentrance.

Le chapitre 2 est consacré au formalisme quasiclassique de Nambu-Keldysh

1. Une description purement classique ne s'applique pas au transport électronique dans un métal normal. Cependant, en ce qui nous concerne, on peut y appliquer des approximations et des images qui permettent une approche semiclassique du problème.

qui sera largement utilisé dans la suite du manuscrit. Dans cette introduction qui se veut la plus simple d'accès possible, un effort a été tenté vers l'explication des formules au détriment des calculs.

La première structure étudiée a été fournie par le LETI. Il s'agit de contacts nitrure de titane sur silicium. Ils nous ont permis d'observer le 'reflectionless tunneling'. Pour la première fois, une comparaison quantitative de cet effet avec les prédictions théoriques a été menée. Elle nous a conduit à utiliser le 'reflectionless tunneling' comme une sonde pour étudier les effets de chauffage dans ce système mésoscopique. Cette étude est décrite dans le chapitre 3.

Une grande partie de cette thèse a été consacrée à l'élaboration d'échantillons en salle blanche. Le chapitre 4 détaille les différentes techniques utilisées et donne en conclusion le procédé complet de fabrication d'une structure métallique Supraconducteur/Isolant/métal Normal/Isolant/métal Normal (SININ).

Les deux derniers chapitres décrivent les mesures sur les échantillons que nous avons fabriqués en salle blanche. Nous avons essayé de réaliser un bon contact entre le silicium et le niobium. Des tentatives menées et résumées au chapitre 5, nous avons pu tirer quelques renseignements sur la structure de l'interface Nb/Si réalisées.

Le chapitre 6 décrit les résultats obtenus sur des structures métalliques $Al - AlOx/Cu/AlOx/Cu$ (SININ) et $Al/Cu/AlOx/Cu$ (SNIN). Dans ces dernières structures, nous avons observé un fort excès de conductance qui s'apparente à la réentrance. Dans un deuxième temps, nous avons observé une transition entre ce comportement et une caractéristique tunnel, en variant l'épaisseur du métal normal intermédiaire. Cette étude montre que l'addition cohérente de deux interfaces tunnel ou d'un contact métallique et d'une interface tunnel en série est très différente d'une simple juxtaposition classique.

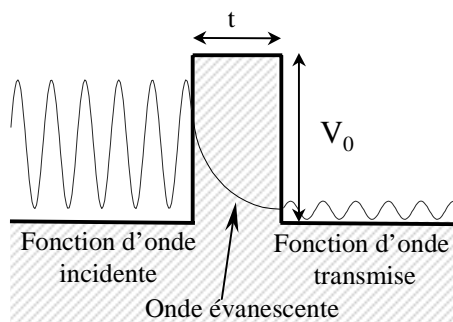
Chapitre 1

Bibliographie raisonnée

1.1 L'effet tunnel

Considérons le problème présenté sur la figure 1.1. Soit une barrière de potentiel de hauteur V_0 et de largeur t , et une particule d'énergie cinétique E inférieure à V_0 . Classiquement, on s'attend à ce que l'onde (ou la particule) incidente soit totalement réfléchi. Cependant, la particule possède en mécanique quantique une probabilité non-nulle de traverser cette barrière. Pour comprendre ce nouvel effet, appelé effet tunnel, il est nécessaire de revenir sur le formalisme de la théorie quantique. Toute l'information disponible sur un objet quantique, et en particulier sa probabilité de présence en un point de l'espace, est inscrite dans sa fonction d'onde dont l'évolution temporelle est décrite par l'équation de Schrödinger. Les solutions de cette équation sont continues et ne sont jamais strictement nulles. Ainsi, la particule peut pénétrer la barrière sous la forme d'une onde évanescente, ce qui est classiquement interdit. De plus, si la barrière de potentiel n'est pas trop large, la probabilité pour cette particule de traverser de la barrière sera appréciable [14].

Figure 1.1 – *Transmission tunnel d'une particule quantique à travers une barrière de potentiel de hauteur V_0 et largeur t (la fonction d'onde réfléchiée n'est pas représentée).*



L'effet tunnel permet d'expliquer de nombreux phénomènes et son observation fut l'un des premiers succès de la théorie quantique naissante [15]. Ainsi, la désintégration α des noyaux lourds peut se comprendre comme la traversée par un noyau d'hélium du potentiel du noyau lourd par effet tunnel. De même, l'effet tunnel entre les deux configurations spatiales de l'ammoniac permet de décrire les propriétés de cette molécule. Enfin, en 1928, Fowler et Nordheim ont expliqué par l'effet tunnel l'émission d'électrons par des métaux froids soumis à un fort champ électrique.

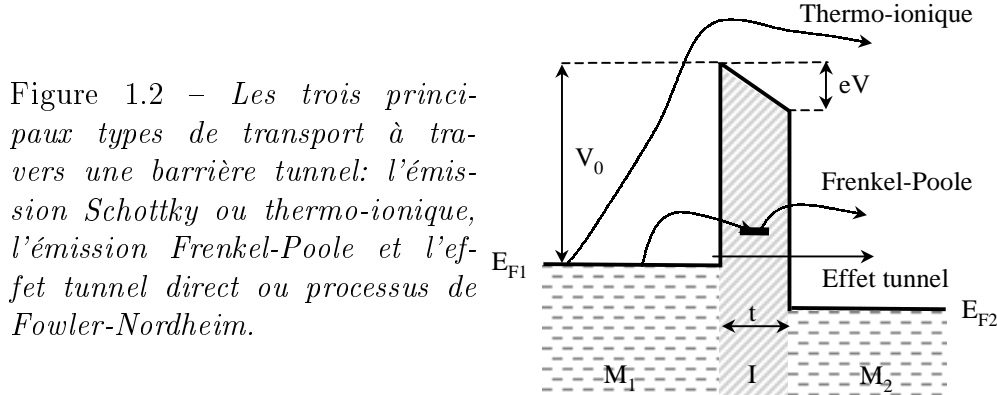
Avant d'aller plus loin, considérons à nouveau le cas présenté sur la figure 1.1. Il est possible de décrire l'effet tunnel à l'aide de deux paramètres: les coefficients de réflexion \mathcal{R} et de transmission \mathcal{T} , qui désignent respectivement la probabilité pour la particule quantique d'être réfléchi par la barrière de potentiel et d'être transmise à travers celle-ci. Ces deux processus sont les deux seuls possibles, la somme de leur probabilité est donc égale à l'unité: $\mathcal{R} + \mathcal{T} = 1$. Wentzel, Kramers et Brillouin ont déterminé la probabilité de transmission à travers une barrière de potentiel quelconque $V(x)$ dans une approximation semiclassique, i.e. lorsque le potentiel varie peu sur la longueur d'onde de de Broglie de l'électron ($\lambda/2\pi = \hbar/\sqrt{2m[V(x) - E]}$). Dans le cas simple qui nous intéresse ici, cette probabilité est donnée par [16, 17]:

$$\mathcal{T} = \exp\left(-\frac{2\pi t}{\lambda_0}\right) \quad (1.1)$$

La longueur d'onde de de Broglie $\lambda_0/2\pi = \hbar/\sqrt{2m[V_0 - E]}$ correspond ici à la portée de l'onde évanescence.

Dans la suite, on s'intéressera aux solides, et plus particulièrement au transport entre deux électrodes métalliques M_1 et M_2 séparées par une fine couche d'isolant I d'épaisseur t (voir figure 1.2). Les niveaux de Fermi des différents matériaux s'alignent et la bande d'énergie interdite de l'isolant crée une barrière de potentiel de hauteur V_0 . Il est possible de distinguer essentiellement trois grands modes de conduction [18]. Il est tout d'abord à noter que si on applique une différence de potentiel V inférieure à V_0 entre les deux électrodes, le potentiel vu par les électrons ne sera plus carré, mais triangulaire. L'émission Schottky (ou thermo-ionique) survient lorsque la température $k_B T$ est de l'ordre de la hauteur de la barrière V_0 . Par agitation thermique, les électrons ont alors la possibilité de passer par dessus la barrière tunnel. La présence de défauts dans l'isolant peut induire des états dans la bande interdite de ce dernier. Selon leur distribution et leur mode d'excitation, il existe différentes manières pour les électrons de traverser la barrière tunnel via ces défauts. On ne citera ici que l'émission de Frenkel-Poole: par agitation thermique, les électrons peuvent atteindre un de ces niveaux dans la bande interdite et par un jeu de sauts ('hopping') peuvent traverser la

barrière tunnel. Enfin, si la barrière tunnel n'est pas trop épaisse, les électrons peuvent traverser par effet tunnel direct la couche d'isolant. Ce cas a été étudié par Fowler et Nordheim en présence d'un fort champ électrique. Il est à noter que contrairement aux deux premiers processus, l'effet tunnel direct ne dépend pas de la température.



Ces trois processus ont des dépendances en fonction du champ électrique et de la température différentes et chacun peut dominer le transport dans une gamme de champ électrique et de température donnée. Dans la suite, on s'intéressera essentiellement aux basses températures: l'émission thermo-ionique sera donc négligeable. Les barrières tunnel considérées seront généralement suffisamment fines pour pouvoir négliger la présence de défauts en leur sein. Enfin, les différences de potentiel appliquées entre les deux électrodes (de l'ordre du millivolt) seront toujours faibles comparées aux bandes interdites des isolants utilisés (de l'ordre du volt). La déformation de la barrière de potentiel par le champ électrique et la dépendance énergétique du coefficient de transmission seront négligeables (voir la formule 1.1).

Lorsqu'un métal et un semiconducteur sont mis en contact, il se forme naturellement à l'interface une barrière de potentiel, dite de Schottky. Les probabilités de transmission typiques de ce genre de système sont $\mathcal{T} \approx 10^{-2} - 10^{-4}$, alors qu'elles sont $\mathcal{T} \approx 10^{-6}$ dans le cas de deux métaux séparés par une fine couche d'isolant.

1.2 Transport dans les jonctions tunnel

On détaillera dans la suite les différentes manières de décrire le transport dans les jonctions tunnel sous faible champ électrique.

Conductance des différents types de jonction tunnel

Il est possible de distinguer deux types de contact, selon leurs géométries: les jonctions verticales (voir figure 1.3a) dans lesquelles la densité de courant est constante sur toute la surface de la jonction, et les jonctions planaires (voir figure 1.3b) où les lignes de courant traversent progressivement la surface.

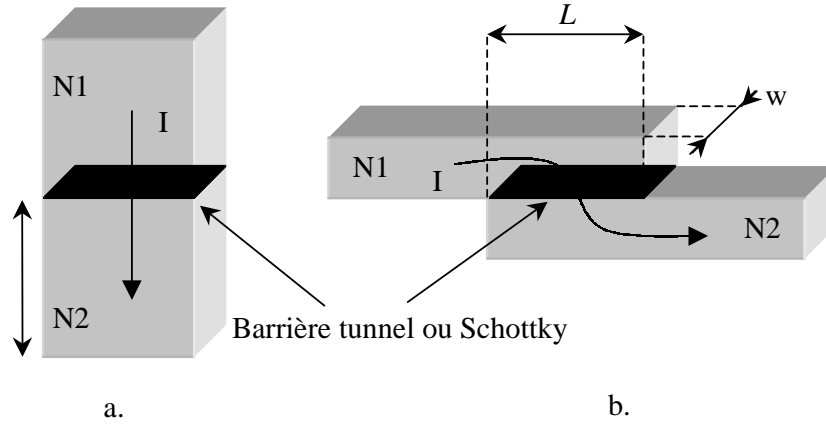


Figure 1.3 – Les deux types géométriques de jonction: a. dans une jonction verticale, les lignes de courant traversent perpendiculairement l'interface sur toute la surface; b. les lignes de courant dans une jonction planaire ne traversent l'interface que sur une longueur effective L_b .

Considérons dans un premier temps le cas où les deux couches sont constituées de métaux normaux aux densités d'états supposées constantes et égales. Dans le cas d'une jonction verticale, la conductance de la barrière tunnel par unité de surface s'écrit simplement à température nulle:

$$G_b = G_Q \nu_F \mathcal{T} \quad (1.2)$$

La conductance est proportionnelle à la transmission de la barrière \mathcal{T} et à la densité d'états $\nu_F = (2/\lambda_F)^2$ sur la sphère de Fermi et indique la facilité du transport à travers l'interface. $G_Q = \frac{2e^2}{h} = (12.9k\Omega)^{-1}$ représente le quantum de conductance, λ_F la longueur d'onde de Fermi des électrons. Le nombre de canaux électroniques à l'interface est donné par $N = \nu_F S$ avec S surface de la jonction. La conductance normale de la jonction (obtenue quand la conductance spectrale est égale à l'unité - voir plus loin) est simplement

1.2. Transport dans les jonctions tunnel

$G_{NN} = G_b S$. Dans une jonction planaire, la densité de courant n'est pas constante sur toute la surface du contact et la conductance normale fait intervenir une surface renormalisée. Giaever [19] a calculé la résistance en quatre fils d'une telle jonction (voir figure 1.4a):

$$R_{NN,4fils} = \frac{V^+ - V^-}{I} = \frac{R_b}{wL_b} \coth\left(\frac{\mathcal{L}}{L_b}\right) - \frac{R_{\square film}\mathcal{L}}{2w} \quad (1.3)$$

avec $w \times \mathcal{L}$ la surface du recouvrement des deux fils, $L_b = \sqrt{2R_b/R_{\square film}}$ la longueur sur laquelle les lignes de courant traversent l'interface et $R_{\square film}$ la résistance par carré du film normal. Le second terme correspond à la mesure en parallèle des deux films normaux supposés ici de même résistance par carré $R_{\square film}$. Si la résistance des films domine celle de l'interface, la résistance mesurée est négative. On voit en effet que dans ce cas le potentiel V^- est supérieur au potentiel V^+ . Dans une géométrie de mesure deux fils (voir figure 1.4b), le potentiel V^+ est quoiqu'il arrive toujours supérieur à V^- et le second terme de l'équation 1.3 est additionné et non soustrait. La résistance mesurée est toujours positive.

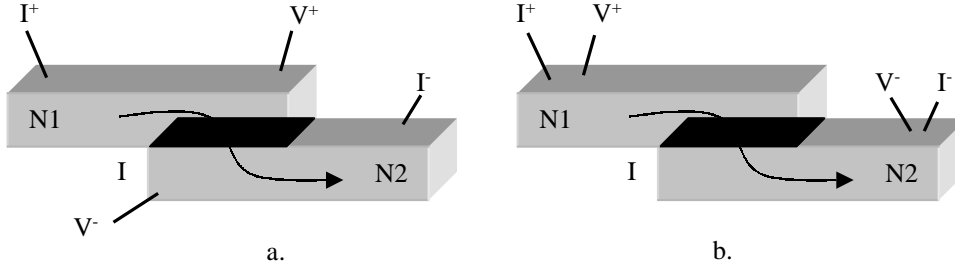


Figure 1.4 – Les deux géométries de mesure d'une jonction planaire: a. en quatre fils, qui est le cas considéré par Giaever [19], la mesure donne une résistance négative si la résistance des films domine celle de l'interface; b. en deux fils, la résistance totale est toujours positive.

Lorsqu'un des métaux est supraconducteur, le terme lié à la mesure des deux films normaux en parallèle s'annule et, en géométrie deux fils, la résistance du système est simplement:

$$R_{NS,2fils} = \frac{R_b}{wL_b} \coth\left(\frac{\mathcal{L}}{L_b}\right) \quad (1.4)$$

Lorsque les lignes de courant traversent l'interface sur une petite portion du recouvrement ($\mathcal{L} \gg L_b$), la conductance s'écrit simplement $G_{NN} = G_b(wL_b)$.

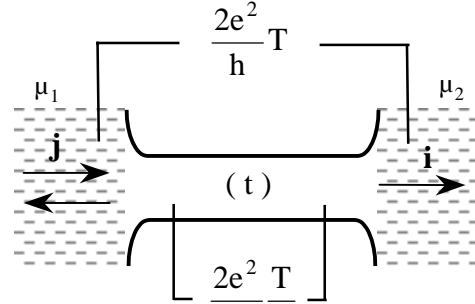
La surface de la jonction est renormalisée sur la longueur L_b . Dans le cas opposé ($\mathcal{L} \ll L_b$), on retrouve évidemment le cas d'une jonction verticale. Ces deux résultats sont valables en géométries deux et quatre fils dans une jonction entre deux métaux normaux.

Formalisme de Landauer

La formule (1.2) utilisée ici dans le cas particulier des jonctions tunnel se généralise en fait dans le formalisme de Landauer. Soit un système quelconque constitué de N canaux et connecté à deux réservoirs normaux de potentiels chimiques μ_1 et μ_2 (voir figure 1.5). On appelle réservoir d'électrons l'équivalent électronique d'un corps noir pour les rayonnements: il absorbe tous les électrons qui lui sont fournis (ils perdent ainsi toute mémoire de phase) et fournit des électrons à un potentiel chimique défini. Soit t la matrice de transmission des paquets d'onde (ou des flux) entrants et sortants: $|t_{ij}|^2$ désigne la probabilité qu'un canal j entrant ('à gauche' par exemple) soit transmis dans le canal i sortant ('à droite'). On note \mathcal{T}_n les N valeurs propres des matrices tt^\dagger . La conductance de ce système, dans la limite d'un régime linéaire de transport (différence de potentiel suffisamment faible), s'écrit à température nulle [20, 21, 22]:

$$G_{NN} = \frac{2e^2}{h} \sum_{n=1}^N \mathcal{T}_n \quad (1.5)$$

Figure 1.5 – *Canal unidimensionnel de matrice de transmission t connecté à deux réservoirs de potentiels chimiques μ_1 et μ_2 . Selon le mode de mesure, la conductance du système est donnée par $G = \frac{2e^2}{h} \mathcal{T}$ (mesure deux fils) et $G = \frac{2e^2}{h} \frac{\mathcal{T}}{\mathcal{R}}$ (mesure quatre fils).*



Ainsi, la conductance est quantifiée et la conductance d'un canal électronique est au maximum égale au quantum de conductance $G_Q = \frac{2e^2}{h}$. Ce résultat a été vérifié en 1988 par deux expériences utilisant des constriction dans un gaz bidimensionnel d'électrons [23, 24]. La largeur de la constriction est commandée par une tension de grille. En variant cette tension, la conductance change par marche de hauteur G_Q , correspondant à l'ouverture de canaux supplémentaires.

Il peut paraître étonnant qu'un système de transmission unité n'ait pas une conductance infinie. En fait, la formule précédente tient compte des ré-

sistances de Sharvin ($R_Q = \frac{e^2}{h}$) d'accès des réservoirs au système. Le potentiel électrochimique d'un canal unidimensionnel de transmission unité est constant de valeur $\frac{1}{2}(\mu_1 + \mu_2)$. La chute de potentiel n'a lieu que dans les zones d'accès aux réservoirs, le fil a une résistance nulle et toute la résistance électrique est concentrée dans ces zones. Ainsi, dans le cas d'une réelle mesure quatre fils, où seule la conductance du fil est en jeu, la conductance s'écrit pour un canal:

$$G_{4\text{ fils}} = \frac{2e^2}{h} \frac{\mathcal{T}}{\mathcal{R}} \quad (1.6)$$

avec \mathcal{R} coefficient de réflexion du fil en question. On retrouve une conductance infinie pour un système parfaitement conducteur ($\mathcal{T} = 1, \mathcal{R} = 0$). Ce résultat a été récemment confirmé dans un fil unidimensionnel obtenu par clivage d'une hétérostructure *GaAs/AlGaAs* [25].

Applications

Il est intéressant de tracer un parallèle avec un métal diffusif. La conductance d'un tel système est donnée classiquement par la formule de Drude: $\sigma = n_e e^2 \ell / \hbar k_F$, où n_e désigne le nombre d'électrons de conduction, ℓ le libre parcours moyen électronique et k_F le vecteur d'onde de Fermi. Il est aisé de montrer que cette formule conduit à une conductance moyenne d'un fil tridimensionnel diffusif, $G_{fil} = \sigma S / d$, sous la forme:

$$G_{fil} = G_Q N \frac{\pi \ell}{3 d} \quad (1.7)$$

Par analogie avec les formules (1.2) et (1.5), on peut définir un coefficient de transmission moyen $\pi \ell / 3d \simeq \ell / d$ du fil de métal diffusif. Il est alors possible d'écrire la conductance d'un fil de métal diffusif en série avec une barrière tunnel [26]:

$$G_{NN+fil} = G_Q N \left(\frac{d}{\ell} + \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{T}} \right)^{-1} = \frac{G_{fil}}{1 + r_b} \quad (1.8)$$

où on a introduit $r_b = G_{fil} / G_{NN} = \mathcal{R} \ell / \mathcal{T} d$ la contribution relative du fil diffusif et de la barrière tunnel à la conductance totale du système.

Cependant, ce coefficient de transmission moyen d'un métal diffusif ne doit pas tromper. La distribution des coefficients de transmission n'est pas uniforme: la plupart des canaux sont en fait fermés ($\mathcal{T} \ll 1$) et le transport ne s'effectue que via un nombre limité de canaux ouverts possédant une transmission unité (voir figure 1.6a). Nazarov [27] a démontré l'universalité de cette distribution introduite par Dorokhov [28]. Ceci n'est évidemment pas le cas pour une barrière tunnel idéale, où tous les canaux ont la même transmission (en général faible, voir équation 1.1). Par contre, lorsque l'interface entre deux métaux est désordonnée, la distribution des transmission

prend une forme proche de celle de Dorokhov [29] (voir figure 1.6b). Ce type de distribution a été observée dans des jonctions $Nb/Al - AlOx/Nb$ de forte conductance [30].

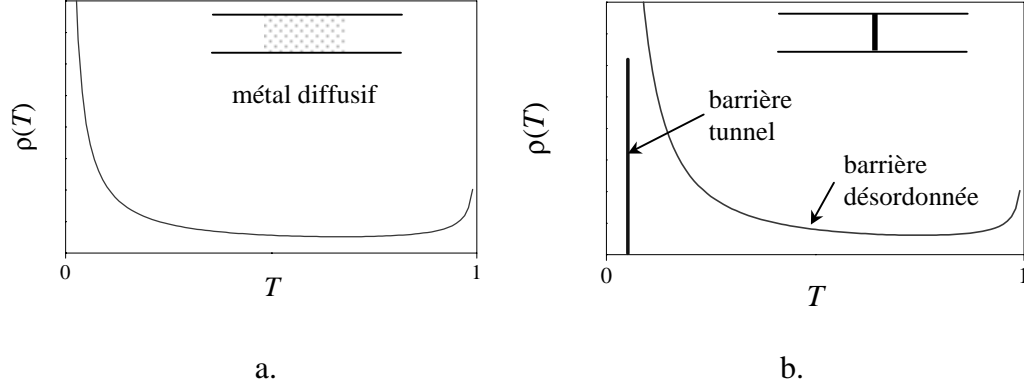


Figure 1.6 – *Distribution des coefficients de transmission dans un métal diffusif (figure a: $\rho(T) = \frac{G}{G_Q} \frac{1}{T\sqrt{1-T}}$, d'après [28], avec ici $T = \ell/d$ coefficient de transmission du métal diffusif et G conductance du fil) et pour une barrière tunnel ou désordonnée (figure b: dans le dernier cas, $\rho(T) = \frac{G}{G_Q} \frac{1}{T^{3/2}\sqrt{1-T}}$ [29]).*

Courant tunnel à travers une jonction

Dans la suite, on s'intéressera essentiellement à des mesures de transport, et plus particulièrement au courant et à la conductance différentielle à travers une jonction tunnel sous faible polarisation. Le courant tunnel pourra en général s'écrire sous la forme:

$$I_{tunnel}(V, T) = \frac{G_{NN}}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{D}(\epsilon) F(\epsilon, V, T) d\epsilon \quad (1.9)$$

où $\mathcal{D}(\epsilon)$, appelée conductance spectrale, donne le spectre énergétique de probabilité de traverser la barrière tunnel et $F(\epsilon, V, T)$ est la fonction de distribution qui décrit le déséquilibre des populations de chaque côté de la barrière, responsable du transport à travers celle-ci. Lorsque les réservoirs de chaque côté de l'interface sont à l'équilibre, cette fonction de distribution s'écrit comme la différence des fonctions de Fermi de chaque réservoir: $F(\epsilon, V, T) = f(\epsilon, T) - f(\epsilon + eV, T)$, avec V différence de potentiel à travers l'interface et T la température. A suffisamment basse température, la

dérivée de cette fonction de distribution par rapport au voltage se ramène à une fonction Dirac, et on constate alors que la conductance différentielle $G_{diff} = G_{NN} \partial_V I_{NS}$ est simplement proportionnelle à la conductance spectrale.

1.3 Théorie de l'hamiltonien tunnel

Au début des années 60, Giaever [31] a montré que la conductance de films minces formés d'un supraconducteur et d'un métal normal séparés par une fine couche d'oxyde (environ 2nm) était proportionnelle à la densité d'états du supraconducteur prévue par la théorie BCS (voir figure 1.7). Ce résultat fut ensuite prouvé par Bardeen [32] dans une approche à N corps, puis par Cohen et al. [33]. Ces derniers utilisèrent une théorie dite d'hamiltonien tunnel, où les deux électrodes sont très faiblement affectées l'une par l'autre. Elles sont en relation via un terme perturbatif, \mathcal{H}_T proportionnel à la transmission de la barrière $\mathcal{T} \ll 1$, qui décrit le processus de transfert d'une particule d'une électrode à l'autre. Ils obtiennent alors le courant à travers une jonction tunnel supraconducteur-isolant-métal normal (SIN):

$$I_{NS}(V, T) = \frac{G_{NN}}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} \nu_N(\epsilon) \nu_S(\epsilon) F(\epsilon, V, T) d\epsilon \quad (1.10)$$

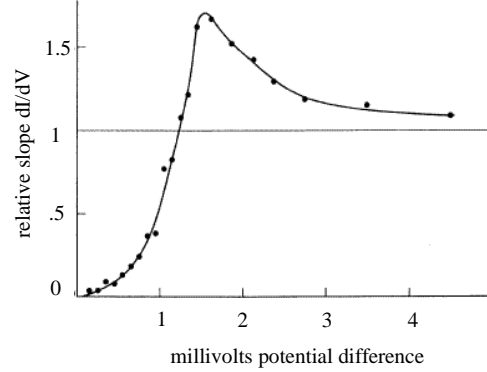
où $F(\epsilon, V, T)$ est la fonction de distribution et G_{NN} la conductance de la jonction au-delà du gap supraconducteur. ν_N et ν_S sont les densités d'états à une particule du métal normal (supposée constante et égale pour les deux matériaux dans la suite) et du supraconducteur. Cette dernière est donnée par la théorie BCS [34, 35]:

$$\frac{\nu_S(\epsilon)}{\nu_N} = \sqrt{\frac{(\epsilon + i\Gamma_S)^2}{(\epsilon + i\Gamma_S)^2 - \Delta^2}} \quad (1.11)$$

où Δ est le gap du supraconducteur. On a introduit le paramètre Γ_S utilisé la première fois par Dynes et al. [36] pour décrire l'élargissement du gap dans les supraconducteurs à couplage fort, puis Plecenik et al. [37] et de Wilde et al. [38] dans des jonctions SIN à base de supraconducteur à haute température critique et à fermions lourds. Dans notre cas, il s'agira essentiellement d'un paramètre phénoménologique pour décrire la durée de vie finie des quasiparticules dans le supraconducteur à proximité de l'interface.

Plusieurs remarques s'imposent sur ce formalisme. Tout d'abord, les réservoirs sont supposés de résistance négligeable face à celle de la barrière

Figure 1.7 – *Conductance différentielle en fonction de la tension dans une jonction Al – AlOx/Pb mesurée à $T = 1.6K$ par Giaever en 1960 [31]. Bien que la densité d'états BCS soit lissée par la température, on observe le gap du plomb $\Delta(Pb) = 1.3meV$. La mesure est effectuée au-dessus de la transition supraconductrice de l'aluminium ($T_c(Pb) = 7.19K$, $T_c(Al) = 1.2K$).*



tunnel. La charge s'évacue immédiatement vers les réservoirs et aucun phénomène type blocage de Coulomb n'a lieu près de l'interface (sur ce sujet, on peut se reporter par exemple aux références [39, 40]). De plus, dans toute cette approche, un seul type de transport à travers l'interface est considéré. Au-dessus du gap, l'électron possède une probabilité de traverser \mathcal{T} déterminée par la hauteur de la barrière tunnel. Lorsque l'électron dans le métal normal a une énergie inférieure au gap, l'absence d'états en vis-à-vis dans le supraconducteur l'empêche de passer et sa probabilité de réflexion \mathcal{R} est égale à 1 (voir figure 1.8a). La conductance est alors nulle à température nulle, reflétant l'absence d'états à une particule dans le supraconducteur aux énergies inférieures au gap (voir figure 1.13).

1.4 Réflexion d'Andreev et effet de proximité

Que se passe-t-il lorsque le contact entre le supraconducteur et le métal normal est parfait ($\mathcal{T} = 1$)? Il n'y pas de barrière à l'interface pour exercer une quelconque force (dans une approche semiclassique) sur un électron provenant du métal normal et qui modifierait son vecteur d'onde \vec{k} . Cependant, pour des énergies inférieures au gap, l'électron ne peut pas pénétrer dans le supraconducteur comme une quasiparticule. L'électron est alors rétro-réfléchi en un trou de même vecteur d'onde (en quelque sorte son conjugué par inversion du temps) et une paire de Cooper se forme dans le supraconducteur. Une autre manière de considérer ce processus est la suivante: un électron arrive du métal normal avec une énergie inférieure au gap, attrape un autre électron à proximité de l'interface et ils vont tous les deux former une paire de Cooper dans le supraconducteur. La vacance laissée par l'électron suiveur

donne le trou précédemment mentionné. Le processus est alors réversible et on peut considérer une paire de Cooper provenant du supraconducteur et se propageant dans le métal normal. Il s'agit de la réflexion d'Andreev [41] (voir figure 1.8b).

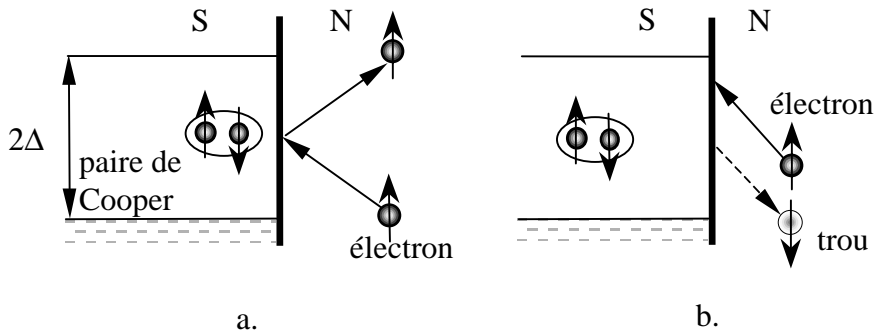


Figure 1.8 – *Réflexion spéculaire et d'Andreev: a. quand la transmission à l'interface est faible, l'électron est réfléchi et la conductance est faible sous le gap; b. lorsque le métal normal et le supraconducteur sont en bon contact, l'électron incident est rétro-réfléchi en trou (réflexion d'Andreev) et la conductance est doublée dans la limite balistique (voir également figure 1.13).*

Il est possible d'énumérer quelques propriétés de la réflexion d'Andreev [42]. Si on ne considère que le transport des quasiparticules (et donc que tout ce qui entre dans le condensat supraconducteur est en quelque sorte perdu), on constate que le spin et la charge ne sont pas conservés par la réflexion d'Andreev¹. Le retournement des spins, dû aux spins inversés des électrons dans les paires de Cooper, peut être négligé tant que les propriétés du métal normal sont indépendantes du spin. L'effet sur la charge est important dans tous les cas: il indique que la charge est absorbée par le condensat par unité de $2e$ à travers l'interface. Ce résultat a été mesuré par Jehl et al. [43] par mesure de bruit de grenaille dans des contacts Nb/Cu ².

A énergie nulle (i.e. au niveau de Fermi), l'électron et le trou ont même vecteur d'onde. Par conséquent, dans une approche semiclassique (où les défauts sont supposés suffisamment gros par rapport à la longueur d'onde de Fermi pour que les collisions y soient déterministes), le trou va retracer

1. Ces deux quantités sont évidemment conservées lors de la réflexion spéculaire.

2. Les mesures de bruit sont complémentaires aux mesures de transport: elles apportent des informations supplémentaires concernant la charge des porteurs, leur statistique, leur température effective éventuelle... [44, 45, 46, 47, 48]

le même chemin que l'électron incident dans le métal normal, que celui-ci soit balistique ou diffusif. Le trou va acquérir exactement la phase opposée à celle de l'électron incident. La paire électron-trou ainsi formée est cohérente, même lorsque l'interaction électron-électron dans le métal normal est nulle. Il s'agit de l'effet de proximité et les paires sus-dites sont appelées paires d'Andreev (voir figure 1.9). D'un point de vue quantique, d'autres chemins sont évidemment possibles, mais ils n'interfèrent pas: leur grande dépendance en phase annule leur contribution à l'amplitude de paires par moyennage sur le désordre [49].

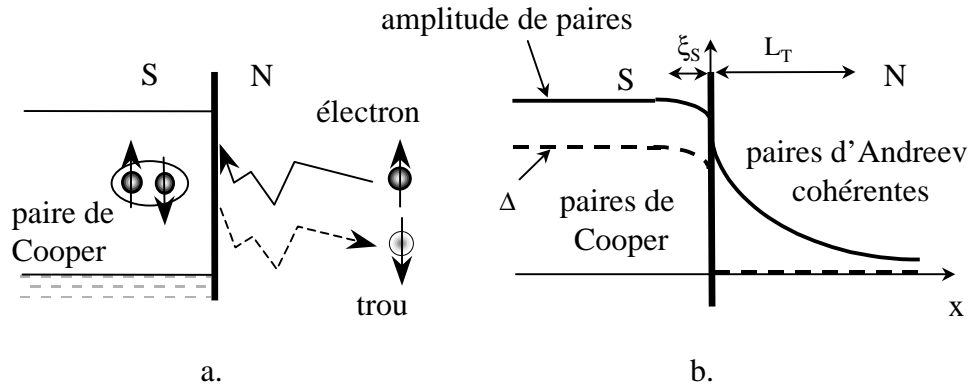


Figure 1.9 – L'électron et le trou rétro réfléchis restent cohérents sur une longueur L_c (figure a), ce qui induit une amplitude de paires non nulle dans le métal normal, même lorsque l'interaction électron-électron y est nulle (figure b).

Si l'électron incident a une énergie ϵ au-dessus du niveau de Fermi, le trou est rétro réfléché à une énergie $-\epsilon$. Cela implique les différences de vecteurs d'onde et de phase suivantes³:

$$\delta k = k_F \frac{\epsilon}{E_F} \text{ et } \Delta\varphi = -\Phi - \text{Arccos}(\epsilon/\Delta) \quad (1.12)$$

avec Φ la phase du supraconducteur. Le premier terme est dû à la transformation d'un électron en trou, via une paire de Cooper, et le second à la pénétration de la fonction d'onde électronique dans le supraconducteur [50]. L'électron et le trou vont donc retracer exactement le même chemin dans le métal

3. Dans le cas du tranfert d'un électron en un trou, la différence de phase devient: $\Delta\varphi_{h \rightarrow e} = \Phi - \text{Arccos}(\epsilon/\Delta)$.

normal jusqu'à ce que cette différence de vecteur d'onde induise un déphasage entre eux trop important. En régime diffusif, la longueur caractéristique est $L_\epsilon = \sqrt{\hbar D/\epsilon}$, avec D coefficient de diffusion du métal normal. Une des principales sources de décohérence est la température. L'agitation thermique induit des variations d'énergie de l'électron et du trou de l'ordre de la température $k_B T$. On définit la longueur thermique comme $L_T = \sqrt{\hbar D/2\pi k_B T}$. A énergie nulle, la cohérence de la paire est limitée par la cohérence de chaque électron, à savoir la longueur de cohérence de phase L_φ .

A cet effet de proximité dans le métal normal correspond un effet de proximité inverse dans le supraconducteur. Le gap et l'amplitude de paires sont dépréciés dans le supraconducteur sur une longueur $\xi_S = \sqrt{\hbar D_S/\Delta}$ à partir de l'interface, avec D_S le coefficient de diffusion du supraconducteur, supposé ici sale. Les électrons injectés à partir du métal normal 'mettent' une distance ξ_S , portée de l'interaction BCS et longueur moyenne des paires de Cooper, pour sentir l'interaction supraconductrice. Il existe alors des états à une particule occupés sous le gap et l'amplitude de paires est diminuée. Symétriquement correspond une longueur $\xi_N = \sqrt{\hbar D/\Delta}$ sur laquelle les paires de Cooper injectées à partir du supraconducteur n'ont pas encore 'oublié' l'interaction attractive qui les liait dans le supraconducteur. Cette longueur sera importante lorsque deux supraconducteurs seront mis en vis-à-vis dans une jonction Supraconducteur/métal Normal/Supraconducteur (SNS).

Un dernier point est à noter. Très bon conducteur électrique, un supraconducteur est un mauvais conducteur thermique. Ainsi, bien que le courant électrique traverse aisément un bon contact N/S, il n'en sera pas de même de la chaleur. C'est ce problème qu'initialement Andreev a traité dans son article de 1964 [41]. Il a ainsi défini une résistance thermique dite d'Andreev pour décrire le transport de la chaleur dans l'état mixte d'un supraconducteur de type I.

1.5 Effet de proximité dans les bicouches N/S

L'effet de proximité dans les bicouches métal Normal/Supraconducteur (N/S) a été étudié par de Gennes et al. [51] dans les années soixante. Ils ont par exemple déterminé qu'à température finie l'amplitude de paires dans le métal normal décroissait exponentiellement sur la longueur thermique L_T . De plus, comme on l'a vu plus haut, l'effet de proximité se traduit par une dépression de la supraconductivité près de l'interface, ce qui implique une température de transition de la bicouche N/S différente de celle du supraconducteur. Ils ont calculé cette température de transition et ces travaux furent rapidement corroborés sur le plan expérimental [52].

L'effet de proximité a d'autres conséquences sur le métal normal, et en particulier sur sa densité d'états. De Gennes et Saint James [51, 53] ont les premiers calculé dans la limite balistique (l'épaisseur de la couche considérée est plus petite que le libre parcours moyen électronique) la densité d'états d'un métal normal d'épaisseur finie en bon contact avec un supraconducteur. Ils ont prédit l'absence d'ouverture de gap dans le métal normal et l'existence d'états liés, dit d'Andreev, qui se forment dans le puits de potentiel créé par le gap supraconducteur et la surface du film normal (voir figures 1.10a et 1.11a). Ces états ont été observés par Rowell et McMillan [54] dans des bicouches *Ag/Pb* sous forme d'oscillations en conductance sous le gap supraconducteur. L'énergie de ces états liés, comptée à partir de l'énergie de Fermi, est donnée par:

$$\epsilon_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\hbar v_F}{4d_N} \quad (1.13)$$

avec v_F vitesse de Fermi et d_N épaisseur du métal normal. On remarque qu'il n'y a pas d'états liés au niveau de Fermi.

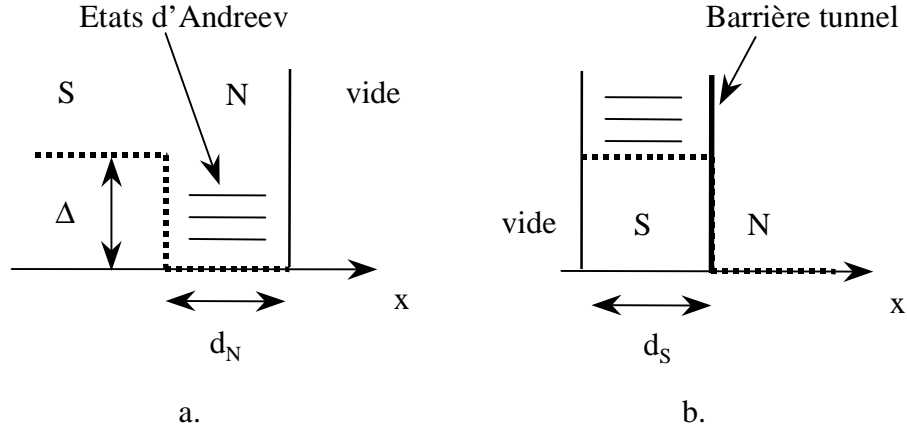


Figure 1.10 – Géométries d'observation des oscillations de Rowell-McMillan [54] (figure a) et de Tomasch [55] (figure b). Bien que de natures légèrement différentes (processus à une particule dans le premier cas, à deux particules dans le second), ces deux types d'oscillation sont dus aux interférences constructives de particules confinées dans un puits de potentiel. Dans tous les cas, le libre parcours moyen est supérieur à l'épaisseur de la couche dans laquelle a lieu les interférences ($\ell \gg d_N, d_S$).

1.5. Effet de proximité dans les bicouches N/S

Peu auparavant, Tomasch avait observé des oscillations similaires au-delà du gap supraconducteur dans les caractéristiques conductance-tension de bicouches $Al - AlOx/Pb$ et $Al - AlOx/In$ [55] (voir figure 1.11b). McMillan et Anderson [56, 57] ont expliqué cet effet comme les interférences constructives des composantes électron et trou d'une quasiparticule injectée dans le supraconducteur et confinée dans le puits défini entre la surface libre du film supraconducteur et la barrière tunnel (voir figure 1.10b). Les énergies des états liés correspondants comptées à partir du gap sont données par:

$$\epsilon_n = \sqrt{E_n^2 - \Delta^2} = n \frac{\hbar v_F}{2d_S} \quad (1.14)$$

On constate que l'écart entre deux niveaux diffère d'un facteur deux avec le cas des oscillations de Rowell-McMillan (équation 1.13): les oscillations de Tomasch sont un effet d'interférence à deux particules et non à une seule comme dans le cas précédent.

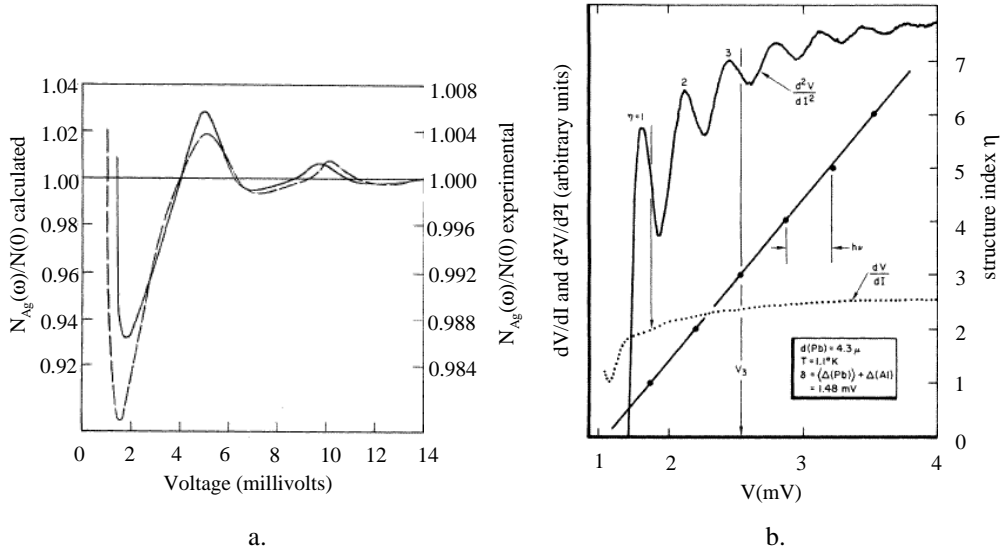
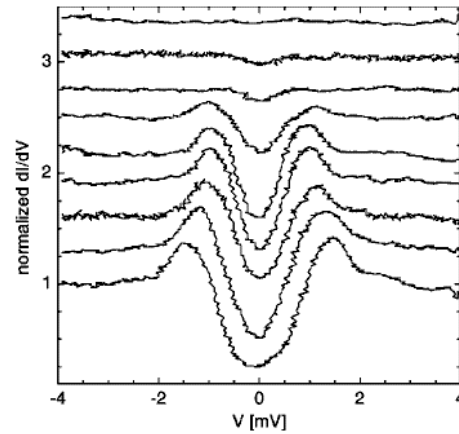


Figure 1.11 – Densité d'états du métal normal mesurée par Rowell-McMillan [54] dans des bicouches $Ag(146nm)/Pb(101nm)$ (figure a.) et oscillations de Tomasch [55] dans des structures tunnel $Al - AlOx/Pb(4.3\mu m)$ (figure b.).

Que se passe-t-il si le métal normal passe dans la limite diffusive ($d_N \gg \ell$)? L'existence d'états liés dans la limite balistique était associée au fait que le vecteur d'onde k était un bon nombre quantique. Les conditions aux limites imposaient des valeurs de quantification au vecteur d'onde, et donc à l'énergie. Dans la limite diffusive, on peut considérer que toutes les valeurs de vecteurs d'onde sont explorées: la densité d'états devient continue. De plus, à suffisamment basse énergie, la longueur de corrélation électron-trou L_ϵ devient comparable aux dimensions du métal normal et le système est sensible aux conditions aux limites qui lui sont imposées. Deux cas sont alors à considérer [58, 59]. Si le métal normal est isolé (ou connecté à un réservoir par une barrière tunnel), les électrons ne peuvent pas diffuser hors du métal normal. L'effet de la supraconductivité est alors maximum et un mini-gap s'ouvre dans la densité d'états du métal normal. Sa valeur est reliée au minimum entre le gap supraconducteur Δ et l'énergie associée au temps de séjour des électrons dans le film normal: ici, l'énergie de Thouless, $E_d = \hbar D/d^2 = \hbar/\tau_d$. Cette énergie traduit la sensibilité du système aux conditions à ses limites. En effet, dès qu'un électron séjourne plus longtemps que τ_d , il rencontre l'interface supraconductrice et forme une paire d'Andreev: il ne participe alors plus à la densité d'états à une particule. Par contre, lorsque le métal normal est connecté à un réservoir, la densité d'états du métal normal est dépréciée autour du niveau de Fermi sous la forme d'un pseudo-gap. Elle n'est nulle qu'au niveau de Fermi, dans la limite où la longueur du métal normal est comparable à la longueur de cohérence normal ($d_N \simeq \xi_N$). La prise en compte d'un temps de cohérence fini diminue tous ces effets. Le passage de la limite balistique à la limite diffusive a été étudié par Pilgram et al. [60].

Figure 1.12 – *Densité d'états locale mesurée par spectroscopie tunnel (STM) par Vinet et al. [62] dans une couche d'or (infinie) en contact avec du niobium. A mesure que la pointe est éloignée de l'interface, le pseudo-gap dans la densité d'états se referme et celle-ci redevient constante, comme attendu dans un métal normal. Les courbes ont été décalées pour clarté.*



Ces différents comportements ont été observés expérimentalement assez récemment. Guéron et al. [61] ont étudié l'effet de proximité dans des contacts planaires Al/Cu à différentes distances de l'interface supraconductrice à l'aide de jonctions tunnel $Cu/AlOx/Cu$. Deux expériences récentes à l'aide d'un microscope à effet tunnel à froid [62, 63] ont également mis en évidence ces phénomènes dans des systèmes Nb/Au . Plus particulièrement, Vinet et al. [62] ont pu observer les deux cas limite. Lorsqu'un film épais d'or est déposé à proximité du niobium, l'anomalie en densité d'états diminue lorsque la pointe STM est éloignée de l'interface: ceci est compatible avec la présence d'un pseudo-gap (voir figure 1.12). L'étude d'un îlot d'or sur le film de niobium indique qu'alors l'anomalie en densité d'états est indépendante de la distance à l'interface et n'est reliée qu'aux dimensions de l'îlot, ce qui est caractéristique d'un mini-gap.

1.6 Le formalisme BTK

Il est alors possible de reconsidérer le transport à travers une interface N/S en tenant compte de la réflexion d'Andreev, seul processus disponible pour traverser l'interface à des énergies inférieures au gap. C'est ce qu'ont fait en 1982 Blonder, Tinkham et Klapwijk [64]. Partant des équations de Bogoliubov-de Gennes⁴ [65], ils ont calculé la conductance d'un système N/S monocal, balistique pour une barrière à l'interface de hauteur quelconque (voir figure 1.13):

$$I_{NS}(V) = \frac{G_{NN}}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} [1 + A(\epsilon, Z) - B(\epsilon, Z)] F(\epsilon, V) d\epsilon \quad (1.15)$$

avec $A(\epsilon)$ et $B(\epsilon)$ les probabilités de réflexion d'Andreev et de réflexion normale. Le paramètre Z détermine la hauteur de la barrière à l'interface et est relié à sa transparence par $\mathcal{T} = 1/(1 + Z^2)$. Lorsque la transmission du contact N/S est égale à l'unité, il n'y a aucune réflexion spéculaire et les électrons traversent l'interface deux par deux: la conductance sous le gap est alors le double de la conductance normale. Par contre, lorsque la transmission devient faible, on retrouve un résultat proche de celui de la théorie de l'hamiltonien tunnel. Cette formule a été également dérivée par Zaitsev [66]

4. On peut considérer les équations de Bogoliubov-de Gennes comme une réécriture de l'équation de Schrödinger en considérant la symétrie électron-trou induite par l'effet de proximité. Par transformée de Fourier, on intègre sur les paquets d'onde et on peut ainsi traiter les cas où le vecteur d'onde n'est pas le bon nombre quantique: ce formalisme est donc particulièrement adapté au traitement des problèmes de supraconductivité inhomogène, comme les vortex ou les interfaces supraconducteur-métal normal.

dans le formalisme des fonctions de Green. Van Son et al. [67] ont calculé les caractéristiques conductance-tension en tenant compte de la dépréciation du gap dans le supraconducteur pour les transparences proches de l'unité. Enfin, Chaudhuri et al. [68] ont démontré que les résultats du modèle BTK étaient peu modifiés dans le cas de jonctions tridimensionnelles de faible transparence.

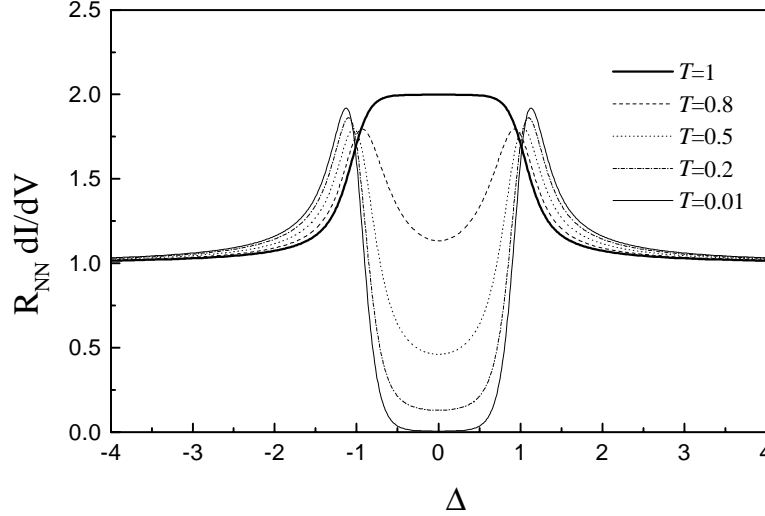


Figure 1.13 – *Caractéristiques conductance-tension selon le formalisme BTK [64] à une température $k_B T / \Delta = 0.1$. Selon la transmission \mathcal{T} de la barrière, on observe tous les cas de figure, du doublement de conductance ($\mathcal{T} \sim 1$) au comportement tunnel ($\mathcal{T} \ll 1$).*

Beenakker [69] a généralisé cette formule au cas multicanal à énergie nulle dans un formalisme de Landauer (voir équation (1.5)):⁵

$$G_{NS} = \frac{4e^2}{h} \sum_{n=1}^N \frac{\mathcal{T}_n^2}{(2 - \mathcal{T}_n)^2} \quad (1.16)$$

On retrouve ici les cas limite: lorsque la transparence est bonne ($\mathcal{T} \simeq 1$), la conductance est doublée par rapport au cas normal, et dans le cas tunnel

5. Cette formule a été dérivée initialement dans le cas d'une région diffusive en bon contact avec un supraconducteur, les \mathcal{T}_n représentant ici les coefficients de transmission de la région désordonnée. Cependant, elle s'applique à un potentiel de désordre arbitraire et donc à une jonction SIN de transparence variable.

($\mathcal{T} \ll 1$), la conductance est proportionnelle à l'inverse de la transparence au carré. Ce dernier résultat est caractéristique d'un transport à deux particules et souligne le fait que seule la réflexion d'Andreev permet de traverser l'interface aux énergies inférieures le gap supraconducteur, même lorsque l'interface est mauvaise. Il est maintenant possible d'écrire, par analogie avec le cas normal (voir équation (1.8)), la conductance à tension nulle d'une jonction SIN, où N est un métal normal diffusif [26]:

$$G_{SIN+fil} = G_Q N \left(\frac{d}{\ell} + 2 \frac{\mathcal{R}}{\mathcal{T}^2} \right)^{-1} \quad (1.17)$$

Le facteur et la puissance 2 proviennent de la réflexion d'Andreev qui est un processus à deux particules.

A l'aide du formalisme BTK, il est également possible de déterminer la puissance thermique dissipée à travers une interface N/S [70, 71]:

$$P(T_e, V_i) = \frac{G_{NN}}{e^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon \epsilon \left[f\left(\frac{\epsilon - eV_i}{k_B T_e}\right) - f\left(\frac{\epsilon}{k_B T_0}\right) \right] [1 - A(\epsilon) - B(\epsilon)] \quad (1.18)$$

avec T_e and T_0 les températures des électrons et des phonons, V_i la tension aux bornes de l'interface N/S, $A(\epsilon)$ et $B(\epsilon)$ les probabilités de réflexion d'Andreev et de réflexion normale. Une certaine symétrie est ici rétablie entre les réflexions spéculaire et d'Andreev. Alors que la première augmentait et la seconde diminuait la conductance (d'où le coefficient $1 + A(\epsilon) - B(\epsilon)$), toutes les deux ici diminuent la puissance thermique dissipée à travers l'interface (coefficient $1 - A(\epsilon) - B(\epsilon)$): la réflexion spéculaire, parce qu'aucun électron ne traverse l'interface; la réflexion d'Andreev, à cause de la mauvaise conductivité thermique du supraconducteur.

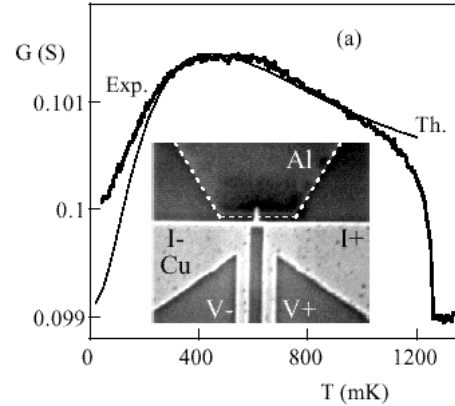
1.7 La réentrance

Les théories BTK et de l'hamiltonien tunnel calculent la conductance de l'interface entre un supraconducteur et un métal normal. Cependant, on a vu que l'effet de proximité change radicalement les propriétés du métal normal. Lorsque la résistance de ce dernier est comparable à la résistance de l'interface, la chute de potentiel ne se fait plus uniquement à l'interface. Des effets hors-équilibre sont induits dans le métal normal et ces modèles sont insuffisants pour décrire les propriétés de transport. Dans la suite, on se concentrera sur la limite diffusive, i.e. lorsque la longueur du métal normal est supérieure au libre parcours moyen électronique.

Un exemple de comportement inattendu par ces modèles est donné par la réentrance observée par Charlat et al. [13] dans un contact Al/Cu (voir

figure 1.14). Selon l'effet de proximité, on s'attend à ce que la conductance du contact augmente lorsque la température est abaissée (puisque le métal normal devient de plus en plus supraconducteur et donc que sa résistance diminue). Cependant, lorsque la conductance du métal normal diffusif est inférieure à celle du contact, la conductance du système a tendance à recouvrer sa valeur 'normale', i.e. sa valeur au-delà du gap du supraconducteur. Ce changement de monotonie de la conductance intervient à des énergies de l'ordre de l'énergie de Thouless, définie à partir de la longueur d du métal normal: $\epsilon_d = \hbar D/d^2$. Pratiquement, cette longueur d correspond à la distance entre l'interface supraconductrice et le réservoir normal. Cet effet fut ensuite observé par différents groupes: dans des systèmes métalliques par Petrashov et al. [73] (Al/Ag), Chandrasekhar et al. [74] (Al/Ag et Al/Au), Kozhevnikov et al. [75] (Nb/Au) et enfin Jehl et al. [43] (Nb/Cu); dans des structures semiconductrices $Nb/InAs$ par den Hartog et al. [76], Lachenmann et al. [77] et enfin par Toyoda et al. [78].

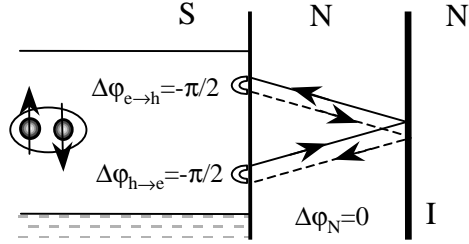
Figure 1.14 – *Le phénomène de ré-entrance mesuré dans un contact aluminium/cuivre par Charlat et al. (figure extraite de [72]). En insert, photographie de l'échantillon: on observe en blanc le doigt de cuivre posé sur le réservoir d'aluminium (sombre).*



Cet effet avait été prédit dès 1979 par Artemenko et al. [79] dans le formalisme de Keldysh-Usadel (voir chapitre suivant). Ce résultat est également obtenu dans le cadre de la théorie des matrices aléatoires [69, 80]. Ce formalisme s'intéresse aux propriétés statistiques de matrices de grande dimension dont les éléments sont distribués aléatoirement. On peut considérer un système mésoscopique comme une suite de 'boîtes noires' associées à des matrices de transfert. Ces matrices relient les ondes électroniques entrantes aux ondes électroniques sortantes. Un système mésoscopique convient aux limites de cette théorie, puisqu'il est suffisamment petit pour que le transport soit cohérent, mais suffisamment grand pour que ses propriétés nécessitent une description statistique [81]. Ce formalisme a l'avantage de proposer des

images relativement claires des phénomènes physiques étudiés. Dans cette optique, Beenakker a proposé une explication de la réentrance [42]. Considérons un contact entre un métal normal et un supraconducteur et remplaçons la zone diffusive du métal normal par une barrière tunnel (voir figure 1.15). On a vu que la phase accumulée par la paire d'Andreev dans le métal normal est nulle. Ceci permet une amplitude de paires non nulle dans le métal normal qui est responsable de l'effet de proximité. Mais, à chaque réflexion d'Andreev, elle acquiert une phase supplémentaire $-\pi/2$ à énergie nulle (voir équation 1.12). Si on considère la trajectoire fermée tracée sur la figure 1.15, la phase accumulée par la paire d'Andreev est $-\pi$. Les interférences sont donc destructives et la résistance du système retrouve sa valeur 'normale' à énergie nulle. Ce résultat est à rapprocher de l'absence d'états d'Andreev à énergie nulle dans une bicouche N/S balistique (voir formule 1.13).

Figure 1.15 – *Explication de la réentrance selon Beenakker [42]: dans le métal normal la phase accumulée par la paire d'Andreev est nulle ($\Delta\varphi_N = 0$), mais à chaque réflexion d'Andreev, elle acquiert une phase $-\pi/2$. La phase totale acquise par la paire est donc $-\pi$ et la résistance n'est pas nulle à énergie nulle.*



Il existe une autre manière de considérer ce problème. On a vu que l'effet de proximité induisait une amplitude de paires non nulle et un transport cohérent dans le métal normal, ce qui augmente sa conductance. Cependant, les électrons des paires d'Andreev ne peuvent pas participer à la densité d'états à une particule, ce qui a pour effet de diminuer la conductance du système. A énergie nulle, ces deux effets se compensent et le contact N/S retrouve sa résistance 'normale'.

On a négligé dans la discussion précédente la phase du supraconducteur Φ acquise par la paire d'Andreev à chaque réflexion sur l'interface. Celle-ci a une importance primordiale dans le cas d'un système composé d'un métal normal situé entre deux supraconducteurs. Par chocs successifs entre les deux interfaces, une paire d'Andreev acquiert une phase égale à la différence $\Delta\Phi$ des phases des deux supraconducteurs. La résistance du système dépend alors fortement de cette différence de phase. Cette modulation avait été prédit par Spivak et al. dès 1982 [82]. De tels dispositifs sont nommés interféromètres

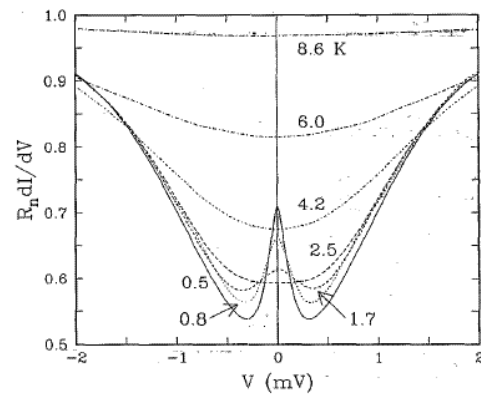
d'Andreev et ont fait l'objet de nombreuses études par différents groupes, tant expérimentales [83, 84, 85, 86, 76, 74] que théoriques [87, 88, 89].

1.8 Le ‘reflectionless tunneling’

Considérons à présent le cas où le supraconducteur et le métal normal sont en mauvais contact. On s'attend ce que la barrière présente à l'interface découple les deux électrodes et que la conductance soit celle prévue par la théorie de l'hamiltonien tunnel. Cependant, de même que pour la réentrance et pour les mêmes raisons, ceci n'est valable que lorsque la résistance du métal normal est négligeable devant celle de l'interface.

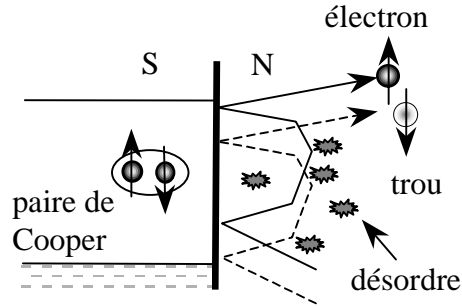
En 1991, Kastalsky et al. [12] ont observé dans un contact $Nb/InGaAs$ ($n = 2.5 \cdot 10^{19} cm^{-3}$) un pic de conductance à tension nulle superposé à une caractéristique conductance-tension faiblement tunnel (voir figure 1.16): le ‘reflectionless tunneling’. Cet effet fut ensuite étudié par Bakker et al. [90] dans un système type MOSFET en silicium avec des contacts en $W - Ge$, par Magnée et al. [91] dans des contacts Nb/Si ($p = 8 \cdot 10^{19} cm^{-3}$), par Poirier et al. [92] dans $SnPb/GaAs : Si$ dopé à $5 \cdot 10^{17} cm^{-3}$ et enfin plus récemment, par Giazotto et al. [93] dans $Nb/GaAs : Si$ dopé à $4.7 \cdot 10^{18} cm^{-3}$. Tous ces systèmes ont en commun d'être constitués d'un semiconducteur dégénéré (le dopage est tel que le niveau de Fermi passe dans la bande de conduction) et d'un supraconducteur dont le contact avec ce semiconducteur est ohmique (voir chapitre sur le contact TiN/Si). Une seule observation est à noter dans un système métallique: par Pothier et al. [84] dans une géométrie NS-QUID à base de jonctions tunnel $Al-AlOx/Cu$. L'amplitude de l'effet y est beaucoup plus faible que dans les systèmes semiconducteurs.

Figure 1.16 – *Caractéristiques conductance-tension à différentes températures mesurées par Kastalsky et al. [12] dans un système $Nb/InGaAs$. L'anomalie à tension nulle (ZBA: Zero Bias Anomaly) correspond au reflectionless tunneling.*



Quelques mois après l’expérience de Kastalsky, van Wees et al. [94] ont proposé une explication à cet effet avec un modèle heuristique simple (voir figure 1.17). Dans un métal diffusif, les électrons ont une probabilité non-nulle d’être réfléchis par le désordre vers l’interface: en d’autres termes, les électrons sont confinés près de l’interface par le désordre dans le semiconducteur. Ceci est d’autant plus valable dans un semiconducteur dégénéré qui est un mauvais métal et dans lequel un fort désordre est induit près de l’interface par les traitements thermiques. Cependant, la conductance ne serait pas augmentée si, à chaque tentative, les électrons ne se ‘souvenaient’ pas avoir déjà essayé de traverser l’interface: il faut donc que le transport électronique soit cohérent. Cette cohérence en présence de désordre est assurée par la réflexion d’Andreev. Dans le cas d’une jonction entre deux métaux normaux, la phase accumulée par un électron entre deux chocs avec l’interface est aléatoire: les réflexions multiples éventuelles sont alors incohérentes et aucune augmentation de conductance n’est attendue.

Figure 1.17 – *Modèle semiclassique proposé par van Wees et al [94] pour expliquer le ‘reflectionless tunneling’: le désordre important dans le métal normal induit une diffusion des paires d’Andreev vers l’interface, ce qui augmente la conductance du système.*



On comprend pourquoi les contacts semiconducteur/supraconducteur sont particulièrement adaptés à l’apparition du ‘reflectionless tunneling’. Ils conjuguent à la fois une forte résistance du métal normal (R_{\square} de quelques dizaines d’ohms), permettant une rétrodiffusion importante des électrons vers l’interface, et une barrière de transparence moyenne ($\mathcal{T} \simeq 10^{-2}$) où la proportion de réflexion d’Andreev n’est pas trop faible. Ce compromis n’est pas réalisé par exemple dans les jonctions tunnel métalliques, car la barrière d’oxyde est trop peu transparente ($\mathcal{T} \simeq 10^{-6}$) et le métal normal trop peu désordonné sous l’interface ($R_{\square} \lesssim 1\Omega$): l’effet est alors beaucoup plus faible [84].

Hekking et Nazarov [95] ont abordé le problème par un formalisme type hamiltonien tunnel. Contrairement aux théories précédentes de ce type [32, 33] (voir plus haut), ils considèrent le terme perturbatif au deuxième ordre de l’hamiltonien tunnel, puisque le transport sous le gap ne s’effectue que par la réflexion d’Andreev. Ils somment ensuite les différents termes d’in-

terférences, dont ceux dans le métal normal (voir également figure 1.17). A énergie et champ magnétiques nuls, les électrons sont cohérents sur la longueur thermique L_T . Il est donc nécessaire de tenir compte du métal normal sur cette longueur. Or, à cause des interférences entre les électrons incidents et les électrons réfléchis, le nombre effectif de canaux électroniques N_{eff} diminue, ce qui implique que la transmission augmente et donc la conductance (voir équation 1.2). Ils obtiennent ainsi la conductance sous-gap d'un système constitué d'un fil normal quasi-unidimensionnel connecté à un contact tunnel supraconducteur:

$$G_{SIN-fil} \simeq 53.8 G_T^2 R_{coherent} \quad (1.19)$$

avec $G_T = G_b S$ la conductance de la barrière tunnel (voir équation 1.2), $R_{coherent}$ la résistance du fil normal sur la longueur L_T . La loi classique d'addition des résistances est brisée (voir équation 1.17): il s'agit d'un problème où le transport est cohérent. On saisit par ce résultat toute l'importance du métal normal sur une longueur L_T dans la conductance du système.

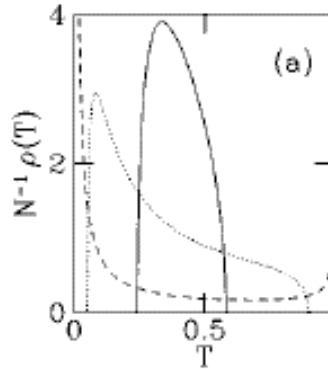
Des explications complémentaires se sont développées autour de la théorie des matrices aléatoires [26, 69]. Le système considéré est une zone de métal diffusif de longueur d et de largeur w connecté au supraconducteur via une barrière tunnel ($\mathcal{T} \ll 1$). Il est possible d'écrire la matrice de transfert de ce système comme le produit des matrices de transfert du fil diffusif et de la barrière tunnel. Le 'reflectionless tunneling' s'interprète alors en terme de réouverture de canaux de conduction. Lorsque le désordre est faible dans le métal diffusif, la distribution des canaux est dominée par la distribution unimodale centrée autour de la transmission de la barrière tunnel (courbe en traits pleins sur la figure 1.18). A mesure que ce désordre est augmenté, la distribution devient bimodale (courbe en tirets sur la figure 1.18): alors que certains canaux se ferment, la transmission des autres s'approche de l'unité. La distribution des transmission devient alors comparable à celle d'un métal diffusif seul (voir courbe 1.6a). Tout se passe alors comme s'il n'y avait pas de barrière à l'interface entre le métal normal et le supraconducteur: le 'reflectionless tunneling'.

Marmorkos et al. [26] ont également estimé les énergie et champ magnétique critiques du 'reflectionless tunneling'. Ces deux valeurs sont associées au minimum des longueurs $L_{min} = \text{Min}(d, L_\varphi, L_\epsilon)$:

$$H_c = \frac{h}{e L_{min} w} \text{ et } e V_c = \frac{h v_F \ell}{4 L_{min}^2} \quad (1.20)$$

A température et tension appliquée nulles, l'échelle caractéristique en énergie du 'reflectionless tunneling' correspond à l'énergie de Thouless ϵ_d . Le champ

Figure 1.18 – *Interprétation du ‘reflectionless tunneling’ comme une réouverture de canaux de conduction.* La transmission de la barrière est $\mathcal{T} = 0.4$ et le désordre dans le métal normal est progressivement augmentée ($L/\ell = 0.04$ (courbe traits pleins), 0.4 (pointillés) et 5 (tirets). On passe ainsi d’une distribution unimodale à une distribution bimodale (d’après [96]).



caractéristique revient à placer un quantum de flux dans une trajectoire cohérente fermée des électrons. Ils ont également étudié la transition entre le ‘reflectionless tunneling’ et la réentrance en variant la transmission de la barrière à l’interface, d’un régime tunnel à un bon contact métallique.

Enfin, on peut citer le travail récent de Schechter et al. [97]. Ils expliquent que le ‘reflectionless tunneling’ est visible si le nombre de tentatives N d’une paire d’Andreev pour passer l’interface est supérieur à l’inverse de la transmission de cette même barrière: $N > \mathcal{T}^{-1}$. À l’aide d’un modèle de marche aléatoire, ils estiment la longueur à parcourir par les électrons, cette longueur étant limitée par la longueur sur laquelle la paire d’Andreev est cohérente. Il est alors possible d’estimer le nombre de tentatives de traversée de l’interface par un électron: $N = \sqrt{\min(L_\epsilon, L_\varphi)/\ell}$. Le ‘reflectionless tunneling’ est maximum lorsque la longueur équivalente de la barrière tunnel $L_\mathcal{T} = \ell/\mathcal{T}^2$ est supérieure à la longueur sur laquelle une paire d’Andreev est cohérente.

Les nombreux développements théoriques effectués dans le formalisme quasiclassique seront détaillés dans le chapitre suivant consacré entièrement à ce sujet.

1.9 Transport dans un fil normal diffusif

Avant de conclure ce chapitre, nous allons revoir plus précisément le transport dans un fil diffusif connecté à deux réservoirs. Selon la longueur de ce fil, plusieurs régimes peuvent avoir lieu.

Considérons donc un fil de métal normal diffusif connecté à deux réservoirs normaux à la température du réseau T_0 et placés aux potentiels 0 et eV (voir figure 1.19). Le problème peut se poser ainsi: comment la puissance

électrique IV injectée dans le fil est-elle dissipée ? Il est possible de distinguer différents régimes de transport selon la valeur de la longueur de l'échantillon relativement aux longueurs caractéristiques du système.

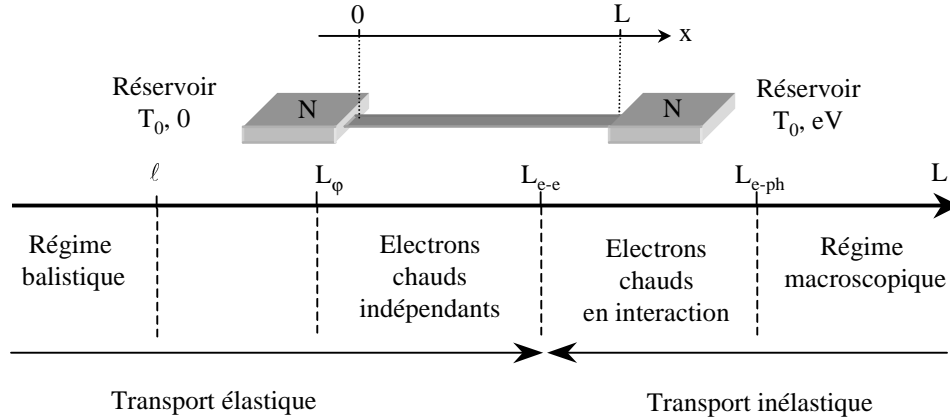


Figure 1.19 – *Les différents régimes de transport dans un fil normal diffusif connecté à deux réservoirs normaux.*

Lorsque la longueur de l'échantillon est inférieure au libre parcours moyen électronique ($L < \ell$), le transport est dit balistique. Ce régime peut être obtenu dans les points contact ou les gaz bidimensionnels à base de semi-conducteurs et dans les couches métalliques 'propres' (voir par exemple les figures 1.10 et 1.11 sur les bicouches N/S pour l'observation des oscillations de Rowell-McMillan [54]). L'échantillon ne présente pas de résistance en soi, seul les contacts avec les réservoirs contribuent à la résistance, via les résistances de Sharvin (cf. la discussion ci-dessus sur les formules de Landauer deux fils et quatre fils - équations 1.5 et 1.6). Au-delà, l'échantillon se trouve dans un régime de transport diffusif. Pour $L < L_\phi$, il est impossible de définir une fonction de distribution et les électrons traversent le fil de façon cohérente. Au-delà de L_ϕ , les électrons ne sont plus cohérents. Lorsque $L_\phi < L < L_{e-e}$, les électrons ne subissent pas de chocs inélastiques⁶ et donc ne peuvent pas échanger d'énergie avec l'extérieur. Les populations des deux réservoirs cohabitent sans interagir dans le fil, ce qui se traduit par

6. Dans ce cas, la longueur de cohérence de phase peut par exemple correspondre à la longueur de spin-flip L_{sf} de retournement du spin de l'électron par diffusion sur une impureté magnétique.

une fonction de distribution en double marche (régime d'électrons chauds indépendants):

$$F(x, \epsilon) = (1 - \frac{x}{L})f(\epsilon, T_0) + \frac{x}{L}f(\epsilon + eV, T_0) \quad (1.21)$$

Lorsque l'échantillon est plus grand que la longueur d'interaction électron-électron, le transport devient inélastique. Les électrons ont le temps d'interagir entre eux dans l'échantillon et donc de se thermaliser, tout en ne pouvant toujours pas échanger d'énergie avec le réseau de phonons. La mer d'électrons s'échauffe et sa fonction de distribution est une fonction de Fermi élargie, de température effective $T_e > T_0$:

$$F(x, \epsilon) = \frac{1}{1 + e^{[\epsilon - \mu(x)]/k_B T_e(x)}} \quad (1.22)$$

avec:

$$\mu(x) = \frac{x}{L}eV \text{ et } T_e = \sqrt{T_0^2 + \frac{x}{L}(1 - \frac{x}{L})\frac{V^2}{\mathcal{L}}} \quad (1.23)$$

avec $\mathcal{L} = \frac{\pi^2}{3}(\frac{k_B}{e})^2$ le nombre de Lorenz. Ces deux régimes ont été étudiés en mesure de transport [98] ou par des mesures de bruit [99, 100, 101, 102].

Enfin, la thermalisation totale de la mer d'électrons avec le réseau de phonons n'interviendra qu'à des longueurs très grandes devant la longueur d'interaction électron-phonon. Le système retrouve alors des propriétés entièrement classiques.

Que se passe-t-il à présent lorsque le fil normal est connecté à deux réservoirs supraconducteurs (voir figure 1.20)? La longueur de cohérence ξ_S désigne, dans un supraconducteur, la taille moyenne des paires de Cooper. On peut également la voir comme la longueur sur laquelle l'attraction électron-phonon est effective pour appairer les électrons. Lorsque les paires de Cooper sont injectées dans un métal où l'interaction supraconductrice est nulle, elles ne se rendent compte qu'elles ont quitté le supraconducteur qu'au bout de $\xi_N = \sqrt{\hbar D / \Delta}$. En deçà, la cohérence supraconductrice est conservée et un courant Josephson indépendant de la longueur du métal normal circule entre les deux réservoirs supraconducteurs (pour une revue de ce sujet, consulter par exemple [103]).

Pour comprendre le transport au-delà de la longueur de cohérence, reconsidérons la réflexion d'Andreev. On a vu que l'amplitude de paires dans le métal normal décroît sur une longueur caractéristique $L_T = \sqrt{\hbar D / (2\pi k_B T)}$. Lorsque la distance entre les deux interfaces supraconductrice est inférieure à la longueur thermique, un courant Josephson circule encore, mais celui-ci diminue exponentiellement avec la distance entre les deux électrodes supraconductrices [104]. Pour des longueurs très supérieures à la longueur thermique, le courant Josephson est exponentiellement faible et donc négligeable.

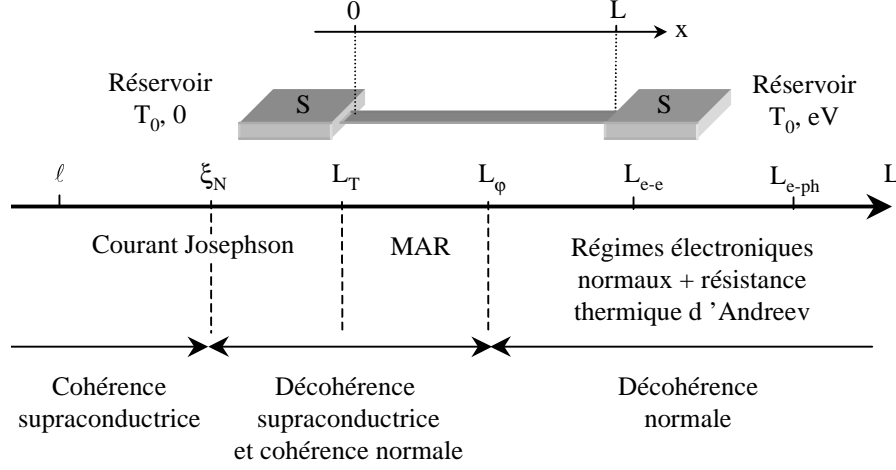


Figure 1.20 – *Les différents régimes de transport dans les jonctions SNS.*

Cependant, les électrons peuvent rester individuellement cohérents entre les deux interfaces. Si les deux interfaces sont parfaites, des réflexions multiples d'Andreev prennent place. Le bruit en courant, proportionnel à la charge transportée, est fortement augmenté [71, 105].

Lorsque la longueur du fil normal est supérieure à la longueur de cohérence de phase L_φ , on retrouve les différents régimes décrit dans le cas des réservoirs normaux. On doit cependant tenir compte pour la dissipation de la puissance électrique de la faible conductivité thermique des réservoirs supraconducteurs, et donc de la résistance thermique d'Andreev des interfaces (voir équation 1.18)

1.10 Conclusion

Nous avons ainsi passé en revue quelques effets récemment observés dans des contacts supraconducteur-métal normal. Lorsque la résistance du film normal diffusif est de l'ordre de grandeur de la résistance de l'interface, la chute de potentiel dans le métal normal induit des phénomènes hors-équilibre. Il est alors nécessaire de tenir compte de l'effet de proximité et du transport cohérent dans le film normal pour déterminer la conductance du système. Nous avons décrit quelques résultats théoriques permettant d'expliquer ces effets. Dans le chapitre suivant, on se propose de présenter le formalisme quasiclassique et plus particulièrement la description qu'il per-

met du transport dans une structure Supraconducteur/Isolant/métal Normal/Isolant/métal Normal (SININ). Il sera alors possible de dégager un point de vue plus global de tous ces effets.

Chapitre 2

Formalisme quasiclassique et structures SININ

2.1 Objectif

Dans ce chapitre, on se propose de discuter le formalisme quasiclassique des fonctions de Green à N corps utilisé en physique du solide. L'objectif est de rendre compte brièvement des idées sous-jacentes à ces théories pour aboutir aux structures à double barrière Supraconducteur-Isolant-métal Normal-Isolant-métal Normal (SININ) étudiées par Volkov et al. [106]. Cette approche est celle d'un expérimentateur face à ce délicat problème.

2.2 Introduction

En mécanique quantique, l'état d'un système physique est défini par sa fonction d'onde qui renferme toute l'information dont on peut disposer sur lui. Tant que le système reste simple (par exemple, l'étude d'une particule face à une barrière de potentiel), il est possible de résoudre l'équation de Schrödinger. Cependant, l'étude de systèmes à N corps en interaction rend le formalisme de la première quantification inconfortable d'utilisation. Il est préférable de remplacer la fonction d'onde par des opérateurs de création ou d'annihilation de particule. L'information est ainsi réduite et l'étude du système simplifiée. Il s'agit de la seconde quantification.

On peut considérer l'introduction des fonctions de Green comme l'étape suivante de ce processus de simplification [107]. Dans un système à N corps, telle la mer d'électrons dans un métal, il est inutile de calculer l'état fondamental. Connaître la réaction du système à l'ajout ou au retrait d'une particule est suffisant pour accéder à toutes les grandeurs physique d'inté-

rêt: telle est l'information fournie par les fonctions de Green. On écrira ces fonctions sous la forme de matrices 2×2 (formalisme de Keldysh): un terme diagonal pour décrire les électrons (au-dessus du niveau de Fermi - fonction de Green retardée), l'autre pour décrire les trous (au-dessous du niveau de Fermi - fonction de Green avancée). Par un choix judicieux de base, il ne reste qu'un terme antidiagonal, la fonction de Keldysh qui permet de tenir compte des phénomènes hors-équilibre et d'introduire la fonction de distribution. Lorsqu'on s'intéresse à la supraconductivité, cette dimension est encore doublée (notation de Nambu) et les fonctions de Green retardée, avancée et de Keldysh sont écrites sous la forme de matrice 2×2 . L'appariement des électrons induit un élargissement même à température nulle de la fonction d'occupation des quasiparticules [108]. Des états électroniques sont disponibles sous le niveau de Fermi, des états type trou au-dessus du niveau de Fermi, ce qui est décrit par les deux termes diagonaux des fonctions de Green. Le terme antidiagonal est lié au couplage entre les électrons et les trous, donc au gap supraconducteur. La fonction de Green globale du système s'écrit alors comme une matrice 4×4 ¹.

2.3 L'équation d'Usadel

Hypothèse quasiclassique

Cette hypothèse permet de simplifier considérablement les équations de Gorkov [109]. Elle part de la constatation que l'information contenue en deçà de la longueur d'onde de Fermi λ_F n'est pas indispensable au traitement du problème, puisque cette longueur est généralement très inférieure à toutes les autres. Techniquement, on moyenne les coordonnées relatives (point d'introduction et de retrait de la particule-test pour la réaction du système) des fonctions de Green sur cette longueur et on ne conserve que la dépendance spatiale du centre de masse. Ce faisant, on perd la possibilité de décrire tous les phénomènes de cohérence à une particule, comme la localisation faible. Mais, d'une part, ces effets sont faibles par rapport à ceux qui nous intéressent, et d'autre part, dans les phénomènes liés aux effets de proximité, seule la phase relative de l'électron et du trou d'Andreev nous intéresse [110]. Ceci, entre autres, aboutit à l'hypothèse quasiclassique qui consiste plus physiquement en les deux points suivants [111]:

- les variables externes des particules sont supposées classiques: ainsi, les électrons auront une trajectoire bien définie. Ce point correspond à l'hypothèse semiclassique.

1. Dans la suite, on utilisera la notation $\hat{\cdot}$ pour désigner les matrices 2×2 et $\tilde{\cdot}$ pour les matrices 4×4 .

- les variables internes des particules sont toujours considérées comme quantiques: les électrons sont dotés d'un spin et leurs trajectoires peuvent être cohérentes deux à deux.

Cette hypothèse ne va pas sans poser certains problèmes, particulièrement aux interfaces où les fonctions de Green peuvent changer de comportement sur des longueurs inférieures à λ_F . Il est alors nécessaire, pour déterminer des conditions aux limites, de repartir des équations de base [66, 112].

Le formalisme de Nambu-Keldysh

Ce formalisme [113, 114, 115] permet de décrire les phénomènes hors-équilibre liés à la supraconductivité à température finie. La fonction de Green \check{G} s'écrit comme une matrice 4x4:

$$\check{G} = \begin{pmatrix} \hat{G}^R & \hat{G}^K \\ 0 & \hat{G}^A \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

$$\hat{G}^{R(A)} = G^{R(A)}\hat{\sigma}_z + iF^{R(A)}\hat{\sigma}_y \quad (2.2)$$

$$\hat{G}^K = \hat{G}^R\hat{f} - \hat{f}\hat{G}^A \text{ et } \hat{f} = f_1\hat{1} + f_z\hat{\sigma}_z \quad (2.3)$$

où les $\hat{\sigma}_i$ désignent les matrices de Pauli². $\hat{G}^{R(A)}$ est appelée fonction de Green retardée (avancée) et se décompose en une fonction de Green classique $G^{R(A)}$ et une fonction dite anormale $F^{R(A)}$. La première permet de déterminer les propriétés d'équilibre du système, telle la densité d'états. La fonction anormale $F^{R(A)}$ représente l'amplitude de paires dans un supraconducteur. La fonction de Keldysh \hat{G}^K décrit les propriétés hors-équilibre du système étudié et met par conséquent en jeu la fonction de distribution \hat{f} .

La fonction de Green globale suit une condition de normalisation: $\check{G}^2 = \check{1}$, ce qui permet d'écrire:

$$[G^{R(A)}]^2 - [F^{R(A)}]^2 = 1 \quad (2.4)$$

Cette condition de normalisation³ peut se comprendre comme une conservation du nombre de particules, $G^{R(A)}$ étant associée à la densité d'états à une particule, $F^{R(A)}$ à l'amplitude de paires.

2. On rappelle: $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ et $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$.

3. Le formalisme de Matsubara introduit un temps imaginaire pour décrire les phénomènes à température finie, contrairement au formalisme de Keldysh qui décrit les évolutions en temps réel. Par transformée de Fourier, les énergies diffèrent d'un facteur $-i$: $\omega \rightarrow -i\epsilon$. La condition de normalisation est modifiée en $(G^{R(A)})^2 + (F^{R(A)})^2 = 1$ et la paramétrisation s'effectue en sinus et cosinus et non plus en sinus et cosinus hyperboliques (voir [110]).

Formulaire

Les grandeurs physiques qui nous intéresseront au premier plan dans la suite sont essentiellement les propriétés de transport et celles associées. Ainsi, la densité d'états et l'amplitude de paires d'un système peuvent s'écrire:

$$\nu(\epsilon) = \text{Re}[G^R(\epsilon)] = \frac{1}{2}[G^R(\epsilon) - G^A(\epsilon)] \quad (2.5)$$

$$\eta(\epsilon) = \text{Im}[F^R(\epsilon)] = -\frac{i}{2}[F^R(\epsilon) + F^A(\epsilon)] \quad (2.6)$$

Les dernières relations sont déduites des propriétés de symétries entre les parties avancées et retardées des fonctions de Green ($\hat{G}^A = -(\hat{G}^R)^*$). Les deux propriétés fondamentales en transport électronique sont le potentiel électrique et le courant [116]:

$$e\phi = \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon \text{Tr}[G^K(\epsilon)] \quad (2.7)$$

$$I(V) = \frac{\sigma_N}{2e} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon J(\epsilon) \quad (2.8)$$

$$\text{avec } J(\epsilon) = \text{Tr}[\hat{\sigma}_z(\check{G}\partial_x\check{G})^K] = \text{Tr}[\hat{\sigma}_z(\hat{G}^R\partial_x\hat{G}^K + \hat{G}^K\partial_x\hat{G}^A)] \quad (2.9)$$

avec σ_N la conductance du fil normal associé à la jonction tunnel. $J(\epsilon)$ est appelé courant spectral et traduit la distribution du courant en énergie. On remarque ainsi l'importance de la fonction de Keldysh dans le calcul des propriétés hors-équilibre du système.

Equation d'Usadel

L'hypothèse quasiclassique, associée au passage à la limite diffusive et à l'utilisation du formalisme de Keldysh, permet d'écrire les équations de Gorkov sous la forme d'une équation de diffusion, l'équation d'Usadel [117, 118]:

$$\hbar D \partial_{\vec{r}}(\check{G}\partial_{\vec{r}}\check{G}) + i[\check{H} + \check{\Sigma}, \check{G}] = 0 \quad (2.10)$$

L'hamiltonien réduit s'écrit:

$$\check{H} = e\phi\check{1} + \epsilon\check{\sigma}_z - \check{\Delta}$$

$e\phi$ est le potentiel extérieur appliqué au système, ϵ l'énergie d'un électron et:

$$\check{\Delta} = \begin{pmatrix} \hat{\Delta} & 0 \\ 0 & \hat{\Delta} \end{pmatrix} \quad , \quad \check{\sigma}_z = \begin{pmatrix} \hat{\sigma}_z & 0 \\ 0 & \hat{\sigma}_z \end{pmatrix}$$

$\hat{\Delta}$ est le gap supraconducteur écrit dans le formalisme de Nambu. Lorsqu'un seul supraconducteur est présent dans le système, on peut supposer le gap

réel; il s'écrit alors $\hat{\Delta} = i\Delta\hat{\sigma}_y$. Enfin, la self énergie $\tilde{\Sigma}$ contient tous les processus décohérents: collisions des électrons avec les phonons, les électrons et les impuretés magnétiques.

Discussion

L'équation de base pour étudier un gaz classique est l'équation de Boltzmann [119]:

$$\partial_t f + \vec{v} \cdot \partial_{\vec{r}} f + \vec{F} \partial_{\vec{p}} f = I_{coll} \quad (2.11)$$

avec f fonction de distribution à une particule. Cette équation n'est évidemment pas applicable à un système électronique désordonné en interaction [116] car elle n'est valable que pour un gaz dilué. Cependant, on peut voir dans l'équation d'Usadel l'équivalent à l'équation de Boltzmann pour de tels systèmes [120]. On peut déduire une analogie terme à terme entre ces deux équations. Alors que la fonction de distribution et la fonction de Green sont clairement reliées, le terme $\partial_t f$ donnera l'énergie ϵ dans l'hamiltonien \tilde{H} par passage en transformée de Fourier, les termes d'interaction de cet hamiltonien étant donnés par $\vec{F} \partial_{\vec{p}} f$. Par passage à la limite diffusive, $\vec{v} \cdot \partial_{\vec{r}} f$ conduira au terme de diffusion $\hbar D \partial_{\vec{r}} (\tilde{G} \partial_{\vec{r}} \tilde{G})$. La self-énergie est équivalente à l'intégrale de collision I_{coll} .

Enfin, il est possible de retrouver 'avec les mains' l'équation d'Usadel. Cette dérivation n'a pas la volonté d'être forcément rigoureuse, mais essaie de saisir rapidement les points essentiels de l'équation d'Usadel. Considérons dans un premier temps un système diffusif à une dimension. Classiquement, ce système peut être décrit par l'équation de continuité $\partial_t \nu = -\partial_x j$ et la loi de Fick $j = -D \partial_x \nu$, avec ν et j la densité et le courant de particules, D le coefficient de diffusion. La valeur moyenne d'un opérateur est grosso modo proportionnelle à l'intégrale du produit de cet opérateur et de la fonction de Green [107]. On définit par analogie des opérateurs dont la trace est proportionnelle à la valeur mesurée, qui apparaît dans les équations classiques. Par exemple, selon la loi de Fick, le courant est donné par: $\check{j} = D \tilde{G} \partial_x \tilde{G}$, où on retrouve le courant défini par Nazarov dans sa théorie des circuits [121]. La trace permet un comptage sur les différents termes de la fonction de Green (on peut introduire un préfacteur $\frac{1}{4}$ pour tenir compte des redondances induites par cette opération). Enfin, en représentation d'Heisenberg, la dérivée de la densité d'états est donnée par:

$$\partial_t \check{\nu} = -\frac{i}{\hbar} [\check{n}, \tilde{H}_0] = \frac{i}{\hbar} [\tilde{H}_0, \check{G}]$$

où \tilde{H}_0 est un hamiltonien qui décrit convenablement le système. En associant cette équation à l'équation de continuité et à la définition du courant donnée

plus haut, on obtient immédiatement:

$$\hbar D \partial_x (\check{G} \partial_x \check{G}) + i[\check{H}_0, \check{G}] = 0$$

Reste à présent à définir plus précisément \check{H}_0 . Un bon candidat pourrait être l'hamiltonien réduit qui apparaît dans les équations de Gorkov [109], débarrassé du terme de quantité de mouvement déjà pris en compte dans la loi de Fick. Par transformée de Fourier temporelle, on retrouve l'équation d'Usadel (2.10). Ainsi, l'équation d'Usadel peut être dérivée à partir d'équations classiques et quantiques: une équation mésoscopique.

L'équation d'Usadel traduit donc la loi de conservation du courant. En fait, cette dernière n'est donnée que par le terme de Keldysh de l'équation (d'où la différence entre la forme du courant donnée selon la loi de Fick et l'équation 2.9). Les termes diagonaux de l'équation d'Usadel décrivent les propriétés d'équilibre du système étudié et permettent ainsi le calcul des densités d'états.

2.4 Etude des contacts N/S

Il est temps à présent de s'intéresser au transport électronique dans les hétérostructures supraconductrices à une dimension. Volkov [106, 122, 123, 124] a étudié attentivement ce problème dans le cas particulier où le système compte des barrières tunnel.

Conditions aux limites

Les conditions aux limites à l'interface entre deux métaux dans l'hypothèse quasiclassique à une dimension ont tout d'abord été dérivées par Zaitsev [66], puis Kuprianov et Lukichev [112] ont obtenu un jeu de formules plus simples dans le cas de deux métaux séparés par une barrière tunnel (voir figure 2.1a):

$$p_{F1}^2 \ell_1 \check{G}_1 \partial_x \check{G}_1 |_{x=0^-} = p_{F2}^2 \ell_2 \check{G}_2 \partial_x \check{G}_2 |_{x=0^+} \quad (2.12)$$

$$2\ell_2 \check{G}_2 \partial_x \check{G}_2 |_{x=0^-} = t [\check{G}_1(x=0^-), \check{G}_2(x=0^+)] \quad (2.13)$$

avec p_{Fi} , ℓ_i et \check{G}_i les impulsions au niveau de Fermi, libres parcours moyens et fonctions de Green du métal i . Le paramètre $t = \frac{3}{2} < \frac{\mathcal{T} \cos \alpha}{\mathcal{R}} >$ est la moyenne sur les angles d'incidence α (voir figure 2.1a) sur l'interface du rapport de la transmission \mathcal{T} et du coefficient de réflexion \mathcal{R} de la barrière. Il correspond à la transmission moyenne de la barrière en mesure quatre fils (voir la formule de Landauer correspondante 1.6). L'équation 2.12 traduit la conservation du courant entre deux métaux de conductance et de densité d'états différentes. Dans la suite, à l'exemple de Volkov, on supposera les deux métaux identiques, ce qui rend cette formule triviale. La seconde équation 2.13 donne

la valeur du courant qui traverse l'interface. Cette valeur est le bilan entre les courants en provenance de chaque métal; elle dépend évidemment de la qualité de l'interface, mais également des densités d'états dans chaque métal via les fonctions de Green à droite et à gauche. Cependant, le caractère matriciel de ces fonctions permet d'aller plus loin que la théorie de l'hamiltonien tunnel en tenant compte des amplitudes de paires.

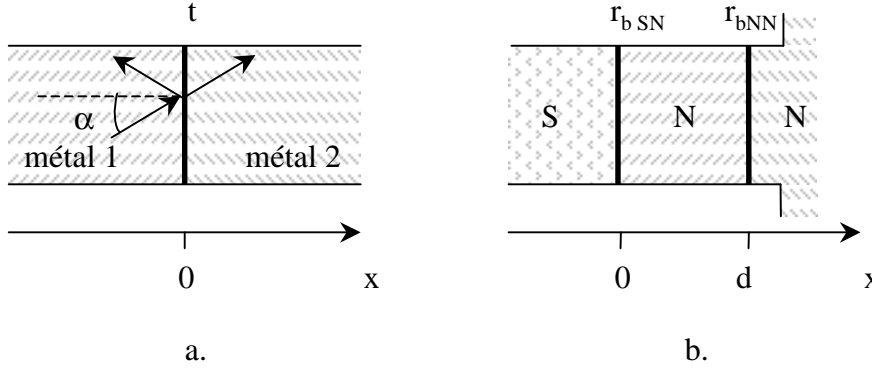


Figure 2.1 – Géométries considérées par Kuprianov et al. [112] pour le calcul des conditions aux limites des fonctions de Green (a) et par Volkov et al. [106] pour le transport dans les structures SININ (b).

On se rend compte que cette formule est également applicable dans le cas d'une interface parfaite: alors le paramètre t est infini, ce qui implique l'égalité des fonctions de Green à droite et à gauche. Cependant, Lambert et al. [125] ont démontré que cette formule n'est que le premier ordre d'un développement en t et qu'elle n'est pas valable dans les cas intermédiaires (grosso modo $0 < \mathcal{T} \lesssim 0.1$).

Dans un métal normal à l'équilibre, les fonctions de Green s'écrivent simplement:

$$\hat{G}^{R(A)}(\epsilon) = \pm \hat{\sigma}_z \quad (2.14)$$

La densité d'états est constante et égale à 1. La fonction anormale est nulle puisqu'il n'y a aucune interaction attractive susceptible de former des paires électroniques.

Dans un supraconducteur isolé, les fonctions de Green prennent la forme suivante:

$$G_S^R(\epsilon) = \sqrt{\frac{\epsilon^2}{\epsilon^2 - \Delta^2}} \text{ et } F_S^R(\epsilon) = \sqrt{\frac{\Delta^2}{\epsilon^2 - \Delta^2}} \quad (2.15)$$

Ces formules permettent à l'aide des équations 2.5 et 2.6 de retrouver les expressions attendues de la densité d'états et de l'amplitude de paires d'un supraconducteur BCS. On remarque que la fonction anormale $F^{R(A)}$ est directement reliée au gap et donc à l'amplitude de paires.

Un cas simple: le contact NS infini

On se propose maintenant de résoudre analytiquement dans un cas particulièrement simple l'équation d'Usadel. Considérons un supraconducteur et un métal normal en bon contact et supposés infinis. On néglige l'effet de proximité dans le supraconducteur, qui conserve donc toutes ses propriétés massives à l'interface, pour n'étudier que celui induit dans le métal normal. La condition de normalisation 2.4 permet d'introduire un angle $u^{R(A)}$ selon: $G^{R(A)} = \cosh u^{R(A)}$ et $F^{R(A)} = \sinh u^{R(A)}$. La self énergie peut se décomposer en deux termes, un terme de spin-flip d'énergie associée γ_{sf} et un terme d'interaction électron-phonon γ_{in} : $\tilde{\Sigma} = \frac{1}{2}i\gamma_{sf}\tilde{\sigma}_z\tilde{G}\tilde{\sigma}_z + i\gamma_{in}\tilde{\sigma}_z$. L'équation d'Usadel s'écrit alors⁴:

$$\hbar D \partial_{xx}^2 u^R + 2i \left[(\epsilon + i\gamma_{in}) + i\gamma_{sf} \cosh u^R \right] \sinh u^R + 2\Delta \sinh u^R = 0 \quad (2.16)$$

$$\hbar D \partial_x \left[(1 - \cosh(u^R + u^A)) \partial_x f_z \right] + 4\Delta \sinh\left(\frac{u^R + u^A}{2}\right) \cosh\left(\frac{u^R + u^A}{2}\right) f_z = 0 \quad (2.17)$$

On remarque que le terme d'interaction électron-phonon s'écrit comme la partie imaginaire de l'énergie du système: un terme d'amortissement.

Si on néglige tous les effets décohérents ($\gamma_{in} = \gamma_{sf} = 0$) et qu'on se place dans le métal normal ($\Delta = 0$), le terme retardé de l'équation d'Usadel se réécrit simplement:

$$\hbar \partial_{xx}^2 u^R + 2i\epsilon \sinh u^R = 0 \quad (2.18)$$

Associée aux conditions aux limites: $u^R(x=0) = u_S^R$ (à l'interface, les fonctions de Green sont égales à la fonction dans le supraconducteur), $u^R(x \rightarrow +\infty) = 0$ (à l'infini, le métal retrouve ses propriétés à l'équilibre), cette équation se résout analytiquement et donne:

$$\tanh \frac{u^R(x)}{4} = \tanh \frac{u_S^R}{4} e^{-\sqrt{-2i} x / L_\epsilon} \quad (2.19)$$

On retrouve par cette formule quelques résultats annoncés au chapitre précédent. La longueur caractéristique de décroissance de l'effet de proximité est

4. On n'écrit ici que les termes qui sont pertinents pour le transport. L'équation pour f_1 par exemple n'est pas donnée.

L_ϵ , qui à voltage et champ magnétique nuls se réduit à la longueur thermique L_T . Enfin, lorsque le métal normal est supposé infini, un pseudo gap s'ouvre dans la densité d'états qui n'est nulle qu'à l'énergie de Fermi.

2.5 Transport dans les structures SININ

Armés de ces conditions aux limites et de l'équation d'Usadel, Volkov et al. [106] ont calculé les caractéristiques conductance-tension dans les structures à double barrière Supraconducteur-Isolant-métal Normal-Isolant-métal Normal (SININ - voir figure 2.1b). Ce modèle va nous permettre de comprendre la plupart des phénomènes ayant lieu dans les hétérostructures supraconductrices mésoscopiques. Ce système a été également étudié théoriquement par Melsen et al. [96] à énergie nulle, puis par Lesovik et al. [126, 127] à tension finie et plus récemment par Belogolovskii et al. [128, 129] à température finie, dans le formalisme des matrices aléatoires. Volkov et al. [106] obtiennent le courant sous une forme attendue (voir équation 1.9):

$$I_{SININ}(V, T) = \frac{G_{NN}}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{D}(\epsilon) F(\epsilon, V, T) d\epsilon \quad (2.20)$$

où la conductance spectrale $\mathcal{D}(\epsilon)$ se décompose en trois termes:

$$\mathcal{D}(\epsilon) = \frac{1 + r_{bSN} + r_{bNN}}{r_{bSN}/M_{SN}(\epsilon) + r_{bNN}/M_{NN}(\epsilon) + m(\epsilon)} \quad (2.21)$$

Un point est à noter sur cette expression: il ne s'agit pas d'une addition classique de résistance. Le problème est non-local et chaque terme dépend de l'ensemble de la structure via la fonction de Green globale du système.

Spectroscopie tunnel du métal normal

Le second terme $M_{NN}(\epsilon) = \nu_{(x=d)}(\epsilon)$, le plus simple, correspond à la spectroscopie du métal normal à l'aide de la seconde interface tunnel NIN. Il permet de mesurer la densité d'états du métal normal à proximité de la seconde barrière tunnel. Cette spectroscopie peut être effectuée à l'aide d'un microscope à effet tunnel [62, 63] ou par l'adjonction d'une jonction tunnel à un fil normal en contact avec un supraconducteur [61] (voir également le chapitre précédent).

Deux cas peuvent être distingués. Premièrement, si la longueur d est grande devant toutes les autres grandes caractéristiques (ξ_N , L_T ...), la dépendance exponentielle de l'équation 2.19 est conservée. Cependant, la valeur du préfacteur dépend de la hauteur de la barrière à l'interface S/N (depuis $u^R(x=0) = u_S^R$ dans le cas d'une interface parfaite - cas envisagé

précédemment - à $u^R(x=0) = 0$ dans le cas d'une barrière infiniment opaque).

Dans le cas opposé ($d \ll L_\epsilon$, le gap étant toujours supposé ici comme l'échelle d'énergie la plus grande), on peut négliger la dépendance spatiale de l'angle $u^R(x=0) = u^R(x=d)$. Le problème se résume alors à la résolution de l'équation d'Usadel 2.16 associée aux conditions aux limites 2.12 et 2.13, qui peuvent se réécrire avec la paramétrisation en cosinus et sinus hyperboliques:

$$r_{bSN}d \partial_x u_N^R|_{(x=0+)} = \sinh(u_{N(x=0+)}^R - u_S^R) \quad (2.22)$$

$$r_{bNN}d \partial_x u_N^R|_{(x=d-)} = -\sinh u_{N(x=d-)}^R \quad (2.23)$$

avec $r_{bSN} = \mathcal{R}_{SN}\ell/(\mathcal{T}_{SN}d)$ le rapport des conductances du fil diffusif de longueur d et de la barrière tunnel à l'interface N/S. On a supposé ici que le réservoir normal est à l'équilibre ($u_{N(x=d+)}^R = 0$) et que l'effet de proximité dans le supraconducteur est négligeable ($u_{(x=0-)}^R = u_S^R$ avec $G_S^R = \cosh u_S^R$ - voir équation 2.15). A faible énergie ($\epsilon \ll \epsilon_d$) et pour des barrières tunnel assez fortes ($r_{bSN}, r_{bNN} \gg 1$), on obtient analytiquement pour un spin-flip nul ($\gamma_{sf} = 0$) l'ouverture d'un mini-gap dans le métal normal:

$$G_N^R = \sqrt{\frac{(\epsilon^R)^2}{(\epsilon^R)^2 - (\Delta^R)^2}} \text{ et } F_N^R = \sqrt{\frac{(\Delta^R)^2}{(\epsilon^R)^2 - (\Delta^R)^2}} \quad (2.24)$$

avec $\epsilon^R = \epsilon + i(\epsilon_{SN}G_S^R + \epsilon_{NN})$, $\Delta^R = i\epsilon_{SN}F_S^R$ et $\epsilon_i = \epsilon_d/2r_{bi} = \hbar D/L_{bi}^2$ les énergies associées aux deux barrières tunnel. On remarque que l'expression obtenue est proche de celle d'un supraconducteur BCS avec un gap déprécié Δ^R lié à l'énergie de Thouless.

'Reflectionless tunneling'

Le premier terme $M_{SN} = (\nu\nu_S + \eta\eta_S)_{(x=0)}$ est associé à l'interface SIN. Dans le cadre de la théorie de l'Hamiltonien tunnel, la conductance d'un tel système est donnée par le produit des densités d'états du métal normal et du supraconducteur (voir l'équation 1.10). Cependant, une amplitude de paires non nulle η peut être induite dans le métal normal lorsque ce dernier est suffisamment désordonné. Les paires d'Andreev ainsi confinées près de l'interface augmentent la conductance et conduisent au 'reflectionless tunneling' lorsque la barrière tunnel entre le supraconducteur et le métal normal domine ($r_{bSN} \gg r_{bNN}, 1$).

Il reste à présent à déterminer la conductance spectrale, en l'occurrence $M_{SN}(\epsilon)$. En première approximation, lorsque le métal normal peut être considéré infini ($d \gg \xi_N, L_T \dots$ et on peut alors négliger la présence de la seconde barrière tunnel), sa densité d'états $\nu(\epsilon)$ n'est que peu modifiée: on la supposera constante. Le produit des amplitudes de paires, quant à lui, n'est pas

négligeable, et les calculs donnent en l'absence de spin-flip:

$$M_{SN}(\epsilon) = \left(\frac{\epsilon_{bSN}}{2r_b} \frac{\gamma_{in} + (\epsilon^2 + \gamma_{in}^2)^{1/2}}{\epsilon^2 + \gamma_{in}^2} \right)^{1/2} \text{Re} \left(\frac{\Delta^2}{\Delta^2 - (\epsilon + i\Gamma_s)^2} \right)^2 + \text{Re} \sqrt{\frac{(\epsilon + i\Gamma_s)^2}{(\epsilon + i\Gamma_s)^2 - \Delta^2}} \quad (2.25)$$

avec Γ_s un amortissement dans le supraconducteur. On peut faire quelques commentaires sur ces formules. Lorsque la barrière devient de plus en plus opaque ($R_{bSN} \rightarrow +\infty$, soit $\epsilon_{bSN} \rightarrow 0$), de même lorsqu'il n'y a plus aucune cohérence ($\gamma_{in} \rightarrow +\infty$), le produit des amplitudes de paires $\eta\eta_s$ s'annule logiquement. Le 'reflectionless tunneling' disparaît. Le second terme de la conductance spectrale est simplement la densité d'états BCS normalisée, qui conduit à la caractéristique habituelle d'une jonction SIN (voir figure 1.13) sur laquelle se superpose le pic de conductance dû au premier terme. A température et tension nulles, la conductance se réduit à:

$$G_{NS}(\epsilon = 0) = G_{NN} \sqrt{\frac{\epsilon_{bSN}}{r_{bSN} \gamma_{in}}} \quad (2.26)$$

tant que $\epsilon_{bSN}, \gamma_{in} \ll \Delta$ et $\epsilon_{bSN} < \gamma_{in}$. Enfin, la largeur du pic en conductance est de l'ordre de l'énergie inélastique γ_{in} . On peut donner une explication physique simple à ces derniers résultats. L'énergie barrière ϵ_{bSN} est définie à partir du rapport des résistances de barrière et du métal diffusif adjacent. On peut comprendre son temps associé comme le temps nécessaire aux électrons pour traverser la barrière avec une probabilité unité, temps induit par la rétrodiffusion due aux défauts dans le métal normal (voir la figure 1.17 et l'article de van Wees et al. [94]). Plus ce temps est court, plus la conductance est augmentée. Cependant, dans tous les cas, cette durée sera limitée par le temps de brisure de phase τ_φ : le 'reflectionless tunneling' nécessite la cohérence de la paire électron-trou⁵. L'effet sera maximum lorsque ces deux temps seront égaux, soit $\epsilon_b = \gamma_{in}$. Le système retrouve alors sa résistance normale G_{NN} : tout se passe comme s'il n'y avait pas de barrière tunnel. Si le temps de séjour sous l'interface est plus long que le temps inélastique, un gap s'ouvre dans la densité d'états à une particule du métal normal et le maximum de l'anomalie en conductance se décale à énergie finie.

Cette discussion est évidemment à rapprocher du raisonnement de Schechter et al. [97], dont on a parlé au chapitre précédent, et du résultat obtenu à

5. On n'a pas tenu compte de l'énergie de spin-flip, ce qui permet d'écrire que le temps de cohérence de phase est ramené au temps inélastique.

énergie finie par Zhou et al. [116]:

$$G_{NS}(\epsilon) \simeq G_{NN} \frac{L_\epsilon}{L_t} \quad (2.27)$$

où l'énergie considérée est l'énergie pertinente: $\epsilon = \max(k_b T, eV, H)$ en supposant la longueur de cohérence de phase infinie. $L_t \simeq \mathcal{R}_{SN} \ell / \mathcal{T}_{SN}$ est une longueur associée à la barrière. Par comparaison avec l'équation 2.26, on constate qu'à énergie nulle le 'reflectionless tunneling' n'est limité que par l'énergie inélastique, donc par la décohérence entre l'électron et le trou. Ces résultats ont été confirmés par des simulations numériques [130].

Lorsque l'épaisseur du métal intermédiaire est faible ($d \ll \xi_N$), on retrouve les résultats du paragraphe précédent avec essentiellement l'ouverture d'un mini-gap dans le métal normal. La conductance spectrale est alors simplement $M_{SN} = \text{Re}(G_S^R) \text{Re}(G_N^R) + \text{Im}(F_S^R) \text{Im}(F_N^R)$, dont les différentes composantes sont données par les équations 2.15 et 2.24.

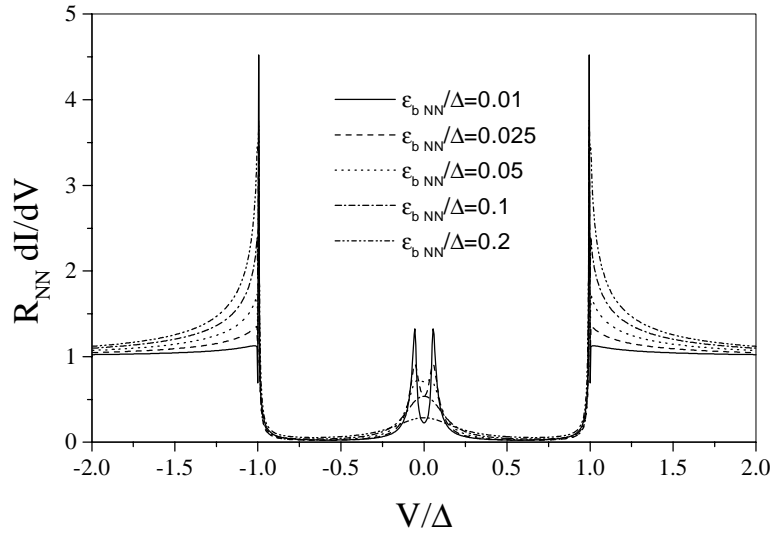


Figure 2.2 – *Conductance différentielle en fonction de la tension (échelle normalisée à la conductance normale et au gap) d'une structure SININ courte ($d \ll \xi_N$) à température nulle pour différentes hauteurs de barrière NIN . Les paramètres non-indiqués sont les suivants: $\epsilon_{bSN} = 0.05\Delta$ et $\Gamma_s = 0.001\Delta$. On constate la transition entre une anomalie à biais nul et une anomalie à biais fini lorsque les deux barrières sont égales (d'après [106]).*

2.5. Transport dans les structures SININ

La figure 2.2 représente les caractéristiques conductance-tension à température nulle d'un système SININ dans le cas d'un métal intermédiaire court. Les courbes sont obtenues à l'aide de la formule 2.21 en négligeant la contribution du métal normal ($r_{bSN}, r_{bNN} \gg 1$). On observe l'instauration d'une anomalie à tension nulle sur un fond type hamiltonien tunnel: le 'reflection-less tunneling'. La largeur du pic est proportionnelle à l'énergie associée à la barrière NIN. Cette anomalie se développe à mesure que cette énergie diminue et se transforme en anomalie à tension finie lorsque la barrière tunnel NIN domine (à savoir $\epsilon_{bNN} < \epsilon_{bSN}$, soit $r_{bNN} > r_{bSN}$): un mini-gap Δ^R , lié à l'énergie de la barrière SIN, s'ouvre dans le métal normal. L'ouverture de ce gap dépend du couplage du métal normal avec l'extérieur (le réservoir normal): on retrouve un cas proche de celui rencontré lors de la discussion sur les bicouches N/S.

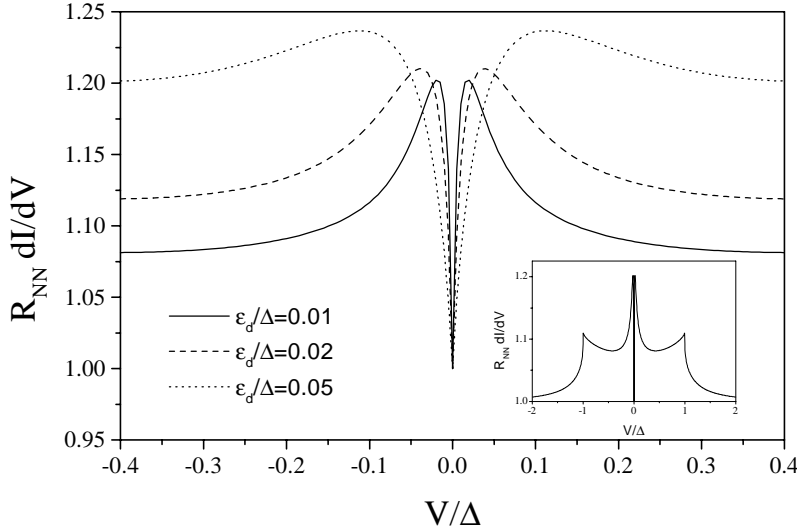


Figure 2.3 – Conductance différentielle en fonction de la tension (échelle normalisée à la conductance normale et au gap) d'une structure SN longue ($d \gg \xi_N$) à température nulle pour différentes énergies de Thouless ϵ_d . On remarque que le maximum de conductance est proportionnel à l'énergie de Thouless. Insert: Caractéristique à plus fort voltage de la même structure ($\epsilon_d/\Delta = 0.01$): la courbe présente une structure au gap supraconducteur.

La réentrance

Enfin, le dernier terme donne la conductance du métal normal compris entre les deux interfaces tunnel:

$$m(\epsilon) = \frac{1}{d} \int_0^d \frac{dx}{(\nu^2 + \eta^2)(\epsilon, x)} \quad (2.28)$$

Ce terme ne joue un rôle que lorsque les deux barrières sont faibles ($r_{bSN}, r_{bNN} \lesssim 1$) et traduit le phénomène de réentrance [13]. On constate ici l'intrication entre densité d'états et amplitude de paires responsables de l'effet. Il est à noter que, contrairement au 'reflectionless tunneling', aucun terme relatif à la supraconductivité n'intervient directement.

La figure 2.3 montre la dépendance de la réentrance en fonction de l'énergie de Thouless $\epsilon_d = \hbar D/d^2$ dans le cas d'un métal normal long. On suppose que le gap est constant dans le supraconducteur et nul dans le métal normal ($\Delta(x < 0) = \Delta$ et $\Delta(x > 0) = 0$ selon les conventions de la figure 2.1). Les densité d'états et amplitude de paires sont obtenues à partir de la dépendance exponentielle de l'équation 2.19. On constate la proportionnalité du creux de conductance avec l'énergie de Thouless, conforme aux observations de Charlat et al.[13]. Cette caractéristique conductance-tension est très différente des précédentes. Il ne s'agit plus d'une simple mesure de densité d'états en un point. Ici, la conductance est toujours supérieure à sa valeur normale G_{NN} et la loi des aires, caractéristique des mesures tunnel à basse température, n'est pas respectée⁶. Enfin, on note une structure au gap supraconducteur dans la caractéristique conductance-tension (voir insert 2.3).

2.6 Résumé

Dans ce chapitre, on a étudié le transport dans des structures SININ à l'aide du formalisme quasiclassique. On s'est concentré sur les solutions analytiques des problèmes rencontrés. Des solutions numériques existent et sont souvent indispensables dans les cas complexes (par exemple, pour tenir compte de manière autoconsistante de la dépendance spatiale du gap dans les contacts S/N - voir [110]), mais on a préféré se limiter aux cas simples avec des formules analytiques qui permettent de saisir plus directement les grandeurs en jeu et la physique du problème. Enfin, on a vu tout l'intérêt des structures à double barrière tunnel SININ. Elles permettent de décrire au sein d'un même formalisme la spectroscopie tunnel d'un métal normal en proximité

6. Cette 'loi' revient à dire que l'intégrale sur l'énergie d'une densité d'états est constante et égale au nombre d'électrons dans le système. En conséquence, la conductance intégrée au-dessus de la conductance normale est égale au défaut de conductance sous G_{NN} .

avec un supraconducteur et l'étude de deux des effets majeurs rencontrés dans les systèmes hybrides: le 'reflectionless tunneling' et la réentrance. Il est évidemment possible de combiner ces différents effets, selon les résistances relatives des barrières tunnel et de la couche de métal normal intermédiaire, pour tenir compte des particularités d'un échantillon.

Chapitre 3

Le contact TiN/Si

3.1 Introduction

Le nitrure de titane (TiN) est utilisé depuis de nombreuses années en microélectronique. Ses applications sont nombreuses, essentiellement comme reprise de contact ohmique sur silicium. De plus, il évite la diffusion dans le silicium du cuivre utilisé pour les interconnexions entre les dispositifs d'un circuit. Enfin, il peut servir de grille dans des transistors à effet de champ. Il a donc été l'objet de nombreux développements et son contact sur silicium est optimisé [131, 132, 133, 134, 135]. Ses propriétés supraconductrices ont fait également l'objet d'étude: sa température critique peut atteindre selon concentration d'azote et le type de dépôt $T_c = 5.35K$ [136] (voir également [137, 138]).

3.2 La barrière Schottky

On se propose de décrire ici un modèle simplifié de diode Schottky (pour plus de détail, on pourra se référer à [18]). Lorsqu'on place un métal en contact avec un semiconducteur dopé n , il se crée une barrière de potentiel, dite barrière Schottky, à l'interface entre les deux matériaux. Cette barrière est due à la formation d'une zone de charges d'espace dans le semiconducteur. Par diffusion des porteurs du semiconducteur, il se crée une courbure de bandes positive pour permettre l'alignement des niveaux de Fermi. La hauteur de la barrière est associée à la différence des travaux de sortie du métal Φ_M et du semiconducteur Φ_{sm} . Dans un métal, on définit aisément ce travail comme la différence entre l'énergie du vide et l'énergie de Fermi. Les valeurs typiques s'échelonnent de 2 à 6 eV. Dans un semiconducteur, le niveau de Fermi dépend du dopage. On préfère alors définir l'affinité électro-

nique χ comme la différence entre le niveau du vide et le fond de la bande de conduction. La hauteur de la barrière pour le transport du semiconducteur vers le métal est la différence des travaux d'extraction: $U_b = \Phi_M - \Phi_{Sm}$, et pour le transport du métal vers le semiconducteur $\phi_{bn} = \Phi_M - \chi$ (voir figure 3.1).

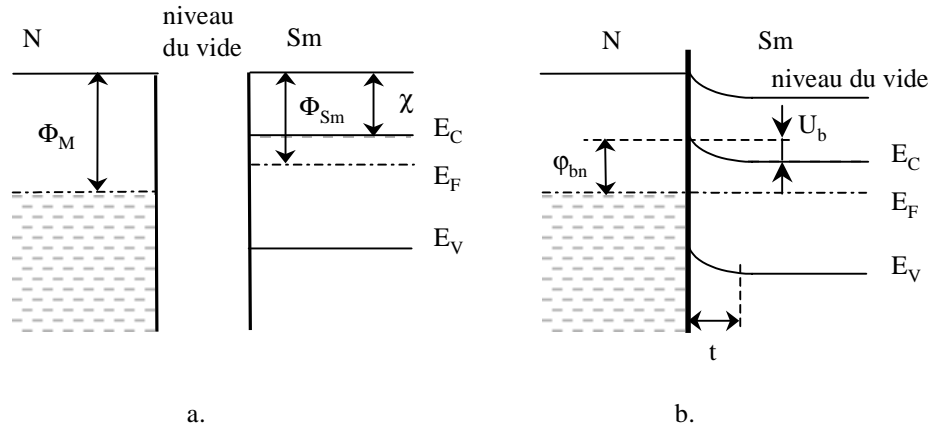


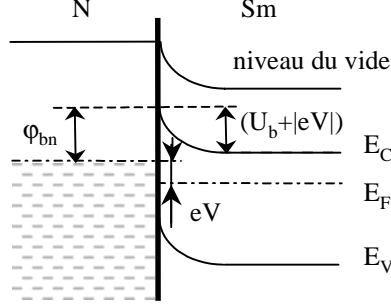
Figure 3.1 – *Diagramme énergétique d'un contact Schottky entre un métal et un semiconducteur: avant le contact (a) et après contact à l'équilibre avec un semiconducteur dopé n (b). Le cas d'un semiconducteur p inverse la courbure des bandes.*

Déterminer la hauteur a priori d'une barrière Schottky est délicat. Outre la difficulté expérimentale de la mesure du travail de sortie, l'existence d'états de surface, la formation d'alliage entre le semiconducteur et le métal peuvent modifier la hauteur de la barrière. Généralement, les formules précédentes sous-estiment la barrière pour une jonction entre un métal et un semiconducteur dopé n. Il est également nécessaire pour un calcul précis de tenir compte de l'action conjuguée du potentiel image et du champ électrique appliqué qui ont tendance à diminuer le travail d'extraction du semiconducteur.

On constate que le potentiel ϕ_{bn} ne dépend pas de la tension appliquée aux bornes de la jonction, alors que U_b en dépend (voir figure 3.2). La caractéristique courant-tension de la jonction n'est pas symétrique. Il s'agit d'une diode Schottky, qui se comporte comme un redresseur. Lorsque le semiconducteur est dégénéré (le dopage est suffisamment important pour que le niveau de Fermi soit à l'intérieur de la bande de conduction), on constate que les définitions de l'affinité électronique et du travail de sortie du semiconducteur

se recouvrent, ce qui lève l'asymétrie de la caractéristique courant-tension. La barrière ne dépend plus que très peu de la différence de potentiel appliquée à ses bornes: le contact est ohmique. La maîtrise de ce type de contact est capitale en microélectronique pour effectuer l'interconnexion entre les dispositifs en silicium et les connexions en cuivre.

Figure 3.2 – *Contact Schottky sous tension eV inverse: on constate que le potentiel Φ_{bn} ne dépend pas de la tension appliquée alors que U_b en dépend. Ceci explique l'asymétrie de la caractéristique d'une diode Schottky. On peut comparer avec le cas à l'équilibre ($eV = 0$) sur la figure 3.1.*



Pour caractériser les contacts semiconducteur/métal, on s'intéressera essentiellement à l'épaisseur t de la barrière et à sa transparence \mathcal{T} [18]:

$$t = \sqrt{\frac{2\epsilon_S\epsilon_0}{en_e}(U_b - eV - k_B T)} \quad (3.1)$$

$$\mathcal{T} = e^{-\frac{\varphi_{bn}}{E_{00}}} \text{ avec } E_{00} = \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{n_e}{m^*\epsilon_S\epsilon_0}} \quad (3.2)$$

avec $m^* = 0.321m_e$ et $\epsilon_S = 11.9$ la masse effective et la constante diélectrique du silicium. L'énergie caractéristique E_{00} augmente avec le dopage n_e , i.e. quand la région de déplétion diminue. Le rapport $k_B T/E_{00}$ décrit l'importance relative des processus thermo-ionique et tunnel. A basse température, l'effet tunnel est toujours dominant.

3.3 Caractérisation physique

Fabrication des échantillons

Les échantillons ont été fabriqués au LETI, CEA-Grenoble sous le numéro de lot 4556P (projet Job 2). Après oxydation sur $13nm$ du substrat de silicium huit pouces, le phosphore est implanté à $15keV$, $2 \cdot 10^{15} cm^{-2}$ (voir figure 3.3a). Le silicium est recristallisé par un traitement thermique à $650^\circ C$, suivi d'un traitement d'activation/diffusion de $30min$ à $1050^\circ C$ sous oxygène. Le substrat est ensuite désoxydé par gravure humide à l'acide fluorhydrique. On a ainsi défini une zone active de silicium fortement dopé dans le substrat (voir

figure 3.3b). Le profil de concentration attendu est représenté sur la figure 3.4. Alexander et al. [139] ont déterminé, dans le silicium dopé phosphore, la transition de Mott pour un dopage $n_c = 3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et le dopage pour lequel le niveau de Fermi passe dans la bande de conduction $n_{cb} = 2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Ces données nous permettent de déterminer l'épaisseur de la couche de silicium dopé effective, définie par la concentration de transition de Mott. On obtient en conséquence $d_{Si:P} = 0.6 \mu\text{m}$. On peut ensuite estimer le dopage effectif de la couche de silicium: $n_e = 2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Le silicium ainsi obtenu est dégénéré ($n_e \simeq n_{cb}$). La résistance par carré mesurée à température ambiante est $R_{\square} = 48.5 \Omega$, soit une résistivité $\rho = 29.1 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{m}$.

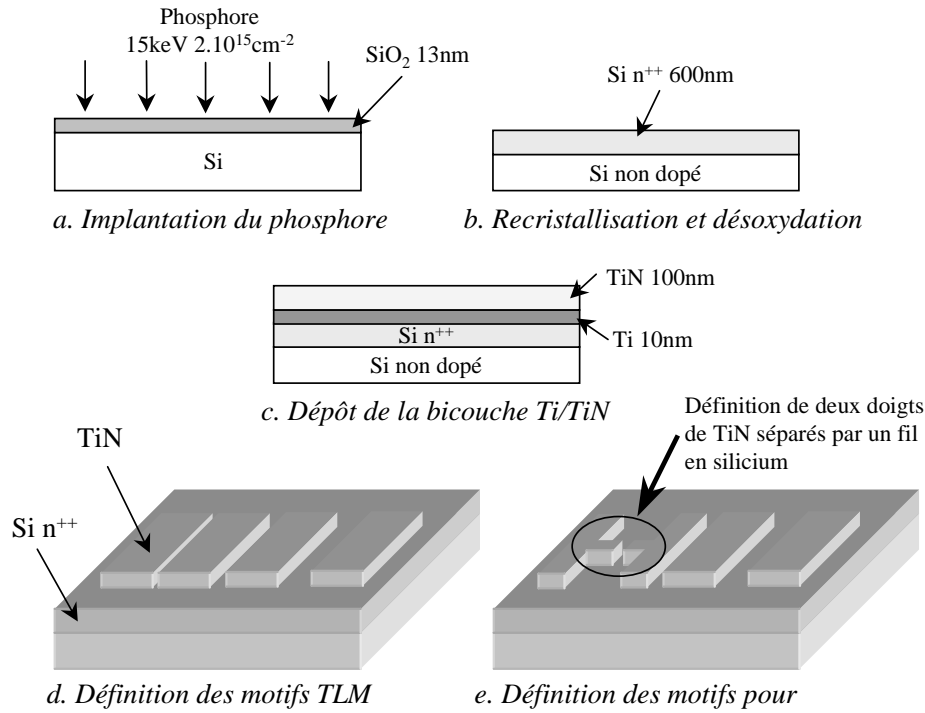


Figure 3.3 – Etapes de fabrication des contacts TiN/Si. Les figures a, b et c sont données en coupe pleine plaque.

Une bicouche de titane (10nm) et de nitrure de titane (100nm) est ensuite déposée pleine plaque (voir figure 3.3c). Un motif TLM (Transverse Length Method) est défini par lithographie optique puis la bicouche Ti/TiN est gravée pour former des plots de nitrure de titane de $1000 \times 1000 \mu\text{m}^2$. Cette gravure entraîne une consommation d'environ 30nm de silicium. Le

jeu de longueurs suivantes entre les plots de Ti/TiN est ainsi défini: $L = 1, 2, 5, 20, 50, 100, 200$ et $500\mu m$ (voir figure 3.3d). La plaque subit enfin un traitement thermique à $720^\circ C$ sous atmosphère d'azote pendant 20s. Cette dernière étape densifie le nitrure de titane et forme un siliciure de titane $TiSi_2$ de $40nm$ d'épaisseur. On dispose ainsi sur une plaque de huit pouces de diamètre de 21 dispositifs espacés environ de $20mm$, chacun constitué de deux jeux (distants de $1000\mu m$) parallèles de 10 plots de TiN avec les espacements TLM déjà donnés.

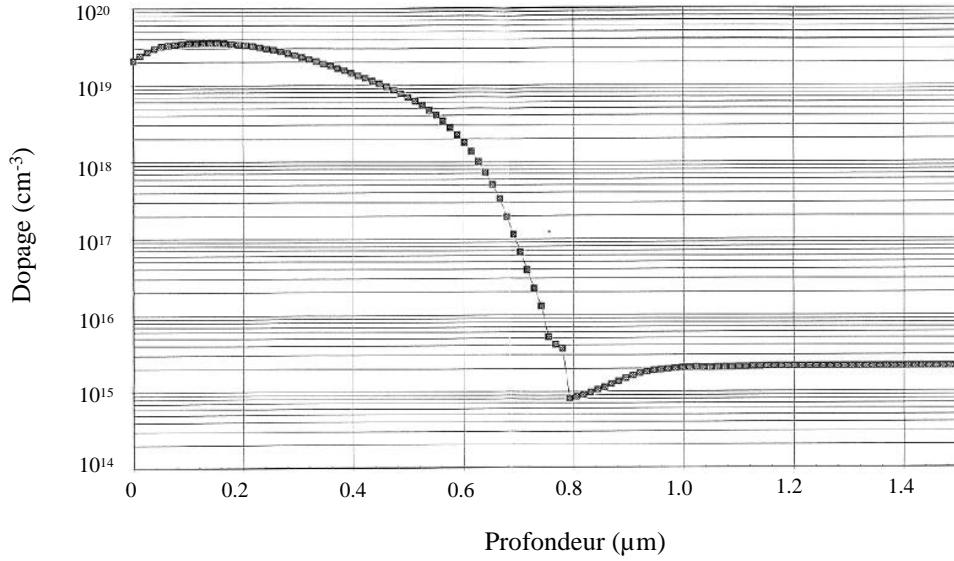


Figure 3.4 – *Profil de dopage phosphore attendu après une implantation 15keV, $2 \cdot 10^{15} cm^{-2}$. L'épaisseur de silicium dopé est défini jusqu'au dopage de la transition de Mott, $n_c = 3 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ [139], soit ici $d_{Si:P} = 0.6\mu m$. La concentration du silicium sur la couche dopé est $n_e = 2 \cdot 10^{19} cm^{-3}$.*

Quelques plots de nitrure de titane sont ensuite gravés par gravure ionique réactive par nos soins dans la salle blanche du LCP pour définir une géométrie plus particulière pour le transport (voir figure 3.3e). Dans les conditions de travail de notre groupe de gravure RIE (voir chapitre technologie de salle blanche), le silicium se grave beaucoup plus vite que le nitrure de titane. Ces différences de vitesse de gravure donnent un profil final compliqué, mais également le système souhaité: un fil de silicium dopé connecté à deux réservoirs de nitrure de titane (voir figure 3.5b). Pour cette étape, on a utilisé un temps

de gravure de 4 minutes: on mesure alors que $2.2\mu m$ de silicium nu et $0.9\mu m$ de silicium protégé initialement par le TiN se sont gravés.

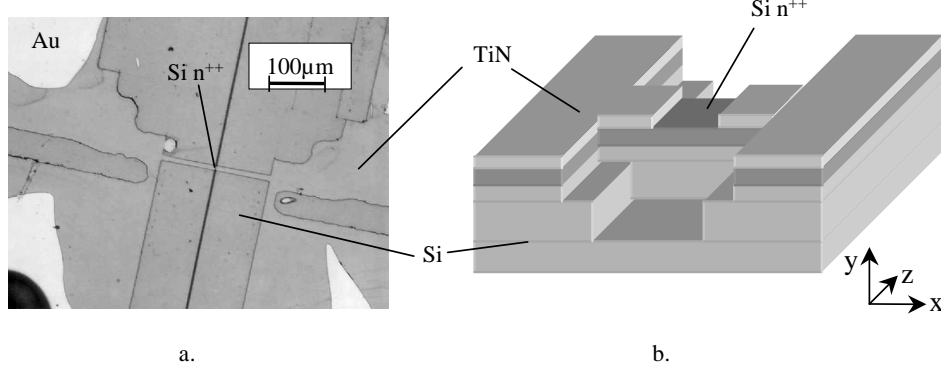


Figure 3.5 – a. Photographie optique d'un échantillon de TiN/Si de dimensions $L = 1\mu m \times w = 10\mu m$. Le trait noir central correspond à la zone de silicium initialement non recouverte de TiN , i.e. à la zone d'espace entre les deux plots de TiN dans le motif TLM. b. Coupe schématique d'un échantillon TiN/Si après gravure finale du nitrure de titane. Un fil de silicium de largeur $w = 10\mu m$ est formé.

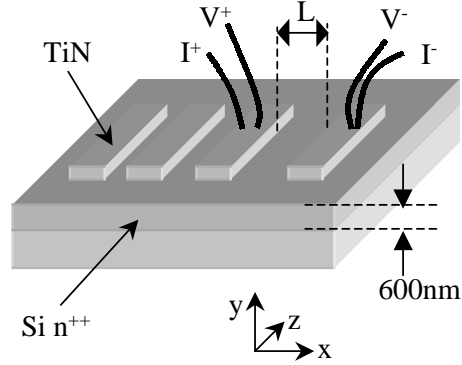
On peut à présent estimer les paramètres de la barrière Schottky selon les formules 3.1 et 3.2. Le travail d'extraction d'un contact TiN/Si^{n++} est $\varphi_{bn} \simeq 0.5eV$ [140] à température ambiante. Cependant, Dimitriadis et al. [134] ont noté une forte dépendance de ce paramètre avec la température: à $77K$, ils mesurent $\varphi_{bn} \simeq 0.32eV$. On prendra cette valeur dans un premier temps comme borne supérieure. Comme le contact est ohmique, les travaux d'extraction du métal et du semiconducteur sont proches, d'où:

$$t \simeq \sqrt{\frac{2\epsilon_S\epsilon_0}{en_e}}\varphi_{bn} = 6.3nm \quad (3.3)$$

$$\mathcal{T}(T = 77K) \simeq 5.2 \cdot 10^{-4} \text{ avec } E_{00} = 42.3meV \quad (3.4)$$

Le coefficient de transmission obtenu est conforme à nos attentes d'une valeur intermédiaire pour un contact Schottky, entre un bon contact métallique ($\mathcal{T} \simeq 1$) et une barrière d'oxyde ($\mathcal{T} \simeq 10^{-6}$).

Figure 3.6 – Représentation schématique des motifs TLM définis pleine plaque en configuration de mesure quatre fils entre les deux plots (dimensions $1000 \times 1000 \mu m^2$) espacés d'une distance $L = 1, 2, 5, 20, 50, 100, 200$ et $500 \mu m$.



Mesures TLM

Nous avons commencé par procéder à une série de caractérisation sur des échantillons n'ayant pas subi la gravure finale (ils sont alors simplement constitués de plot de TiN de surface $1000 \times 1000 \mu m^2$ - voir figure 3.6). A $T=4K$, le nitrure de titane est supraconducteur. Il n'entre donc pas en jeu lors d'une mesure de résistance et la position des contacts sur sa surface n'aura aucune importance. A l'aide d'une géométrie TLM, il est possible de déterminer la résistance normale R_{NN} du contact TiN/Si et la résistance par carré R_{\square} du silicium dopé:

$$R_{mesure} = \frac{R_{\square}}{N_{\square}} + 2R_{NN} \quad (3.5)$$

avec $N_{\square} = w/L$ le nombre de carré de silicium en parallèle entre les deux contacts. Dans la limite d'un contact très long, on a vu que la résistance normale d'un contact SIN est simplement renormalisée par la longueur $L_b = \sqrt{2R_b/R_{\square}}$ sur laquelle les lignes de courant traversent l'interface: $R_{NN} = R_b/(wL_b)$ (voir équation 1.4). On déduit une dépendance linéaire de la résistance avec la distance L entre les contacts, ce qu'on observe expérimentalement pour les distances inférieures à $50 \mu m$ (voir figure 3.7). Pour les distances supérieures, la dispersion des lignes de courant sur les bords des plots ne devient plus négligeable. On parvient à tenir compte de cet effet en ajoutant deux carrés en parallèle dans le silicium (courbe en pointillés sur la figure 3.7).

L'ajustement linéaire pour les faibles distances donne (avec $w = 1000 \mu m$):

$$R_{mesure}(\Omega) = 0.024L(\mu m) + 0.156 \quad (3.6)$$

On en déduit une résistance à $T = 4K$ par carré du silicium entre les interfaces: $R_{\square} = 24 \Omega$ (inférieure à la valeur à $300K$, ce qui indique un comportement métallique) soit une résistivité $\rho = 14.4 \cdot 10^{-6} \Omega.m$, en bon accord avec

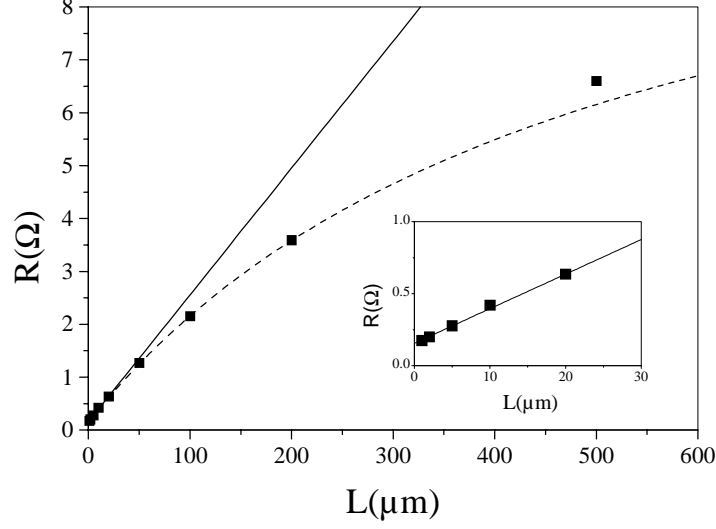


Figure 3.7 – Mesures TLM (Transverse Length Method) à $T=4K$ des échantillons TiN/Si. Insert: agrandissement pour les faibles longueurs: la résistance est alors proportionnelle à la distance entre les électrodes supraconductrices. Courbe en trait plein: loi linéaire $R_{mesure} = R_{\square}/N_{\square} + 2R_{NN}$; courbe en pointillés: $R_{mesure} = R_{\square}/(N_{\square} + 2) + 2R_{NN}$ en ajoutant deux carrés de silicium en parallèle.

les valeurs citées par Alexander et al. [139]. Nous sommes à présent en mesure de déterminer toutes les caractéristiques à basse température de ce silicium dopé. En utilisant un modèle d'électrons libres, on obtient les expressions suivantes:

$$k_F = \left(\frac{3\pi^2 n_e}{N} \right)^{1/3}, \quad \ell = \frac{\hbar k_F}{\rho e^2 n_e} \quad \text{et} \quad D = \frac{1}{3} v_F \ell_e \quad (3.7)$$

avec $N = 6$ la dégénérescence de vallée du silicium, ℓ le libre parcours moyen électronique et D le coefficient de diffusion. La masse effective des électrons dans le silicium est $m^* = 0.321m_e$. Les valeurs numériques de ces différents paramètres sont rapportées dans le tableau 3.1. Le critère de Ioffe-Regel est rempli ($k_F \ell = 3 > 1$), ce qui assure que le silicium est dans le régime métallique.

On serait enfin tenté de déduire de la mesure TLM la résistance normale du contact. Cependant, ceci n'est possible que si on suppose la résistance du silicium sous l'interface R_{\square}^* égale à celle du film de silicium nu, puisque $R_{NN} = \sqrt{R_b R_{\square}^*}/w$. On verra par la suite que ce n'est pas le cas.

3.3. Caractérisation physique

$d_{Si:P}$ (nm)	n_e (cm ⁻³)	k_F (m ⁻¹)	ρ ($\mu\Omega.cm$)	ℓ_e (nm)	D (cm ² .s ⁻¹)
600	$2 \cdot 10^{19}$	$4.62 \cdot 10^8$	14.4	6.6	3.67

Tableau 3.1 – Paramètres physiques à $T = 4K$ du silicium dopé étudié.

Mesure de la magnétorésistance

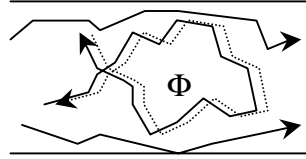
On a mesuré la magnétorésistance d'une barre de silicium ($20 \times 1mm^2$) issue du même substrat que les échantillons (voir figure 3.9a). Dans un métal diffusif, les électrons ont une probabilité non-nulle de retour sur leur chemin antérieur (voir figure 3.8). Les interférences électroniques qui résultent des trajectoires cohérentes symétriques par renversement du temps diminuent la conductance du métal. En appliquant un champ magnétique, on détruit la symétrie par inversion du temps. La localisation faible est donc annulée lorsque les trajectoires électroniques sus-dites contiennent un quantum de flux. On ajuste les courbes expérimentales à l'aide des théories de localisation faible à deux et trois dimensions [141]:

$$\sigma(H) = \frac{n_e e^2 \ell_e}{\hbar k_F} + \Delta\sigma_{wl}(H) \quad (3.8)$$

$$\Delta\sigma_{wl}(H) = \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar} f_2\left(2\frac{L_\varphi^2}{L_H^2}\right) \text{ à deux dimensions } (L_\varphi \geq d_{Si:P}) \quad (3.9)$$

$$= \frac{e^2}{2\pi^2 \hbar L_H} f_3\left(2\frac{L_\varphi^2}{L_H^2}\right) \text{ à trois dimensions } (L_\varphi \leq d_{Si:P}) \quad (3.10)$$

Figure 3.8 – Exemple de trajectoire contribuant à la localisation faible. L'introduction d'un flux ϕ dans les trajectoires fermées permet de briser la symétrie par renversement du temps et de détruire l'effet.



Les fonctions $f_2(x)$ et $f_3(x)$ sont définies comme suit:

$$f_2(x) = \ln(x) + \psi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{x}\right)$$

$$f_3(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \left(2\left(\sqrt{n+1+\frac{1}{x}} - \sqrt{n+\frac{1}{x}}\right) - \frac{1}{\sqrt{n+\frac{1}{2}+\frac{1}{x}}} \right)$$

où $\psi(x)$ est la fonction digamma. $L_H = \sqrt{\hbar/(2eH)}$ et L_φ sont respectivement les longueurs magnétiques et de cohérence de phase. Il est alors possible de

déduire le temps de cohérence de phase $\tau_\varphi = L_\varphi^2/D$ pour différentes températures (voir tableau 3.2).

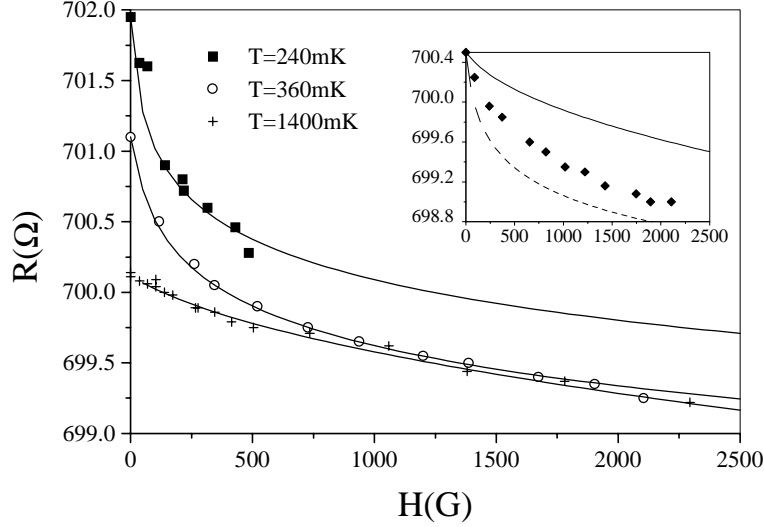


Figure 3.9 – Magnétorésistance d'un fil de silicium à différentes températures. Insert: courbe à $T = 700mK$. On voit qu'il est impossible d'ajuster convenablement la courbe expérimentale, que ce soit avec une formule 3D (courbe pleine) ou 2D (courbe en pointillés). On conclut que la longueur de cohérence de phase est de l'ordre de l'épaisseur du silicium à cette température.

Il était impossible d'ajuster la magnétorésistance à $T = 700mK$ avec les formules 3.9 et 3.10. On en a conclu que la transition entre les régimes deux et trois dimensions se tenait autour de cette température (correspondant à $L_\varphi(T = 700mK) \simeq d_{Si:P}$). A plus basse température, on a utilisé le formalisme bidimensionnel, à plus haute température, le formalisme trois dimensions. A $T = 1.4K$, notre mesure $\tau_\varphi = 0.48ns$ ($L_\varphi = 0.42\mu m$) est en bon accord avec Heslinga et al. [142] qui obtiennent $\tau_\varphi = 0.58ns$ à $T = 1.2K$. Les résultats à deux dimensions peuvent se comparer avec la théorie de Altshuler et al. [143], où le seul paramètre est la résistance par carré R_\square du métal:

$$\frac{\hbar}{\tau_\phi(2D)} = k_b T \frac{e^2}{h} R_\square \ln\left(\frac{h}{2e^2 R_\square}\right) \quad (3.11)$$

ce qui donne: $\tau_\varphi(ns) = 1.3/T(K)$. Nos résultats ne sont qu'en relatif accord avec cette théorie (voir tableau 3.2), peut-être parce que les échantillons

3.4. Transport dans les jonctions planaires

considérés ne sont pas dans une vraie limite bidimensionnelle ($d_{Si:P} \ll L_\varphi$). On note que les valeurs expérimentales sont inférieures aux prévisions théoriques et qu'un meilleur accord est obtenu avec un préfacteur deux fois inférieur à celui prédit par la théorie: $\tau_\varphi(ns) = 0.65/T(K)$ (voir figure 3.10).

T (mK)	L_ϕ (μm) (exp.)	τ_ϕ (ns) (exp.)	τ_ϕ (ns) (eq. 3.11)
1400	0.42	0.48	0.9
700	(2D-3D)	(2D-3D)	1.9
360	0.6	1	3.6
240	1	2.7	5.4

Tableau 3.2 – Longueurs et temps de cohérence de phase à différentes températures: données expérimentales déduites de la figure 3.9 et prévisions théoriques selon Aleiner et al. [143].

Ainsi, la longueur de cohérence de phase dans le silicium est $L_\varphi = 1\mu m$ à $T = 240mK$. Dans les échantillons étudiés par la suite, la distance entre les deux électrodes de nitrure de titane est supérieure ou égale à cette valeur. Des mesures préalables de la résistance en fonction de la distance entre les deux plots de TiN indiquent que la forme de la résistance ne dépend pas de cette distance L , à une constante additive près. Aucun effet de cohérence ne lie donc les deux interfaces TiN/Si . Il est possible de diviser électriquement la résistance totale en trois résistances: la résistance des deux interfaces et celle du fil de silicium qui les joint. Cependant, les résistances thermique d'Andreev attendue aux interfaces TiN/Si laissent à penser qu'il en sera autrement pour le transport de la chaleur.

Enfin, ces mesures nous ont permis de vérifier que la résistance du silicium dépendait peu de la température en dessous de 4K, ce qui permettra d'extraire plus facilement de nos mesures les résistances d'interface.

3.4 Transport dans les jonctions planaires

Comme on l'a déjà vu dans le chapitre 1, le cas des jonctions planaires est sensiblement différent des jonctions verticales. Le formalisme du transport dans les jonctions SININ présenté au chapitre 2 n'est valable que pour ce dernier cas. C'est pourquoi Volkov a étudié plus précisément les jonctions tunnel planaires [123]. Dans une jonction SIN, la résistance de l'interface entre le supraconducteur et le métal normal domine, ce qui amène à négliger le terme $m(\epsilon)$ lié au métal normal seul dans l'équation 2.21. Enfin, l'absence de seconde barrière tunnel permet de ne conserver que le terme $M_{SN}(\epsilon)$ lié à l'interface SIN.

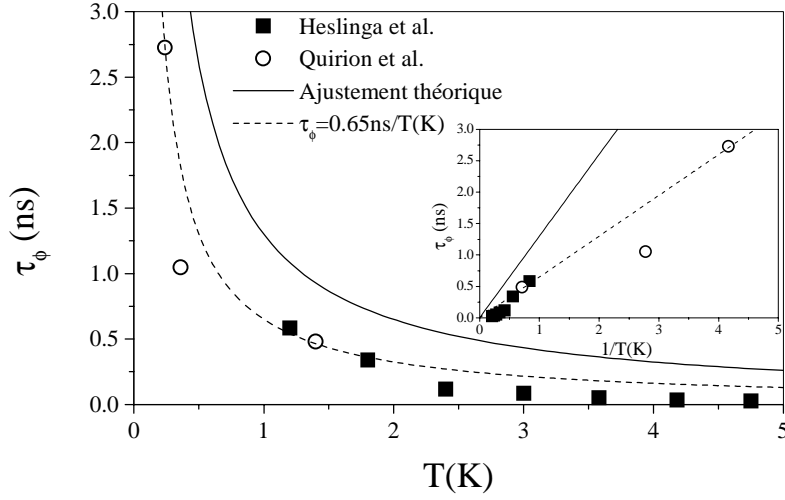


Figure 3.10 – Dépendance en température du temps de cohérence de phase τ_ϕ selon Heslinga et al. [142] et nos données. On note que les valeurs expérimentales sont inférieures à celles attendues selon la théorie de Altshuler et al. [143]: $\tau_\phi(\text{ns}) = 1.3/T(\text{K})$. Un meilleur accord est obtenu avec une loi du type: $\tau_\phi(\text{ns}) = 0.65/T(\text{K})$. Insert: Temps de cohérence de phase τ_ϕ en fonction de l'inverse de la température.

Dans une jonction planaire, le courant traverse progressivement l'interface sur une longueur L_b . On peut la considérer comme une suite de jonctions verticales de dimension $w \times dx$ traversées par un courant dI , avec x l'axe parallèle à l'interface et dans le sens du courant dans les couches (voir figure 3.5). Suivant les équations 2.20 et 2.21, on peut donc écrire:

$$\partial_x I(V) = \frac{G_b w}{e} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon M_{SN}(\epsilon) F(\epsilon, V, T) \theta(x) \theta(\mathcal{L} - x) \quad (3.12)$$

où les fonctions de Heaviside $\theta(x)$ délimitent la longueur \mathcal{L} selon l'axe x du contact planaire entre le supraconducteur et le métal normal. On rappelle que $M_{SN}(\epsilon) = (\nu\nu_S + \eta\eta_S)(\epsilon)$ décrit la contribution d'une interface SIN et ainsi le 'reflectionless tunneling'. Plusieurs cas sont possibles. On supposera que la longueur de barrière L_b est très supérieure à la longueur de collision inélastique L_{in} , ce qui permet de prendre en chaque point la fonction de distribution à l'équilibre $F(\epsilon, V, T)$. Si le potentiel ne dépend pas explicitement de la position x , ce qui correspond à une jonction planaire courte ($\mathcal{L} \ll L_b$),

3.4. Transport dans les jonctions planaires

par intégration, on retrouve le cas d'une jonction verticale (équation 2.25). Lorsque la jonction est longue ($\mathcal{L} \gg L_b$), on peut décomposer la dérivée spatiale du courant $\partial_x I(V) = \partial_x V \times \partial_V I$. A la suite de Giaever [19], on découpe l'échantillon en circuits infinitésimaux de dimensions dx . On peut alors montrer que la variation spatiale du potentiel dans le métal normal est donnée par $\partial_x V = R_\square I/w$ avec R_\square la résistance par carré du métal normal. Enfin, par intégration, on obtient:

$$I_{planaire} = \frac{G_{NN}}{e} \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon M_{SN}(\epsilon) F(\epsilon, V, T)} \quad (3.13)$$

$$G_{planaire} = G_{NN} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon M_{SN}(\epsilon) F(\epsilon, V, T)}{2 \sqrt{\int_0^{|V|} dV_1 \int d\epsilon M_{SN}(\epsilon) F(\epsilon, V_1, T)}} \quad (3.14)$$

où $G_{NN} = G_b \times (wL_b)$ est la conductance normale d'une jonction planaire. Il reste à présent à déterminer la conductance spectrale, en l'occurrence $M_{SN}(\epsilon)$. Le résultat obtenu est légèrement différent d'une jonction verticale (voir équation 2.25):

$$\begin{aligned} M_{SN}(\epsilon) &= Re \frac{\epsilon_b \gamma_\varphi}{\epsilon^2 + \gamma_\varphi^2} \frac{\Delta^2}{\Delta^2 - (\epsilon + i\Gamma_s)^2} \theta(\Delta - |\epsilon|) \\ &+ Re \sqrt{\frac{(\epsilon + i\Gamma_s)^2}{(\epsilon + i\Gamma_s)^2 - \Delta^2}} \theta(|\epsilon| - \Delta) \end{aligned} \quad (3.15)$$

avec Δ le gap du supraconducteur, Γ_s un amortissement dans le supraconducteur, $\epsilon_b = \hbar D/L_b^2$ l'énergie associée à la barrière tunnel et $\gamma_\varphi = \hbar/\tau_\varphi$ l'énergie associée au temps de cohérence de phase. Contrairement aux systèmes verticaux envisagés précédemment, il est possible de démontrer ici, dans la limite d'un effet de proximité faible ($F_N^{R(A)} \ll 1$), que l'énergie en jeu est simplement l'énergie de cohérence de phase qui s'écrit comme la somme des énergies de spin-flip et inélastique: $\gamma_\varphi = \gamma_{sf} + \gamma_{in}$. A température et tension nulles, la conductance se réduit à:

$$G_{NS}(0) = G_{NN} \sqrt{\epsilon_b/\gamma_\varphi} \quad (3.16)$$

tant que $\epsilon_b, \gamma_\varphi \ll \Delta$ et $\epsilon_b < \gamma_\varphi$. Enfin, la largeur du pic en conductance est de l'ordre de l'énergie de cohérence de phase γ_φ . La discussion physique qui s'en suit est essentiellement la même que dans le cas d'une jonction planaire.

3.5 Observation du ‘reflectionless tunneling’

Nous avons mesuré la conductance de contacts TiN/Si en fonction de la température jusqu’à 30mK dans un réfrigérateur à dilution par une mesure quatre fils standard. Le courant d’excitation est fixé à $I_{ac} = 10\text{ nA}$ à une fréquence de 180Hz. Dans tous les échantillons, nous observons le même comportement (voir figure 3.11): aux environs de 4K, la conductance augmente à cause de la transition supraconductrice du nitrure de titane. Ensuite, le gap supraconducteur s’ouvre progressivement et, par conséquent, la conductance diminue. Enfin, en dessous de 350mK, la conductance augmente à nouveau. Cette anomalie ne dépend pas de la distance entre les électrodes en nitrure de titane: il ne s’agit donc pas d’un précurseur d’un courant Josephson (voir figure 3.11). Ceci se justifie, car dans tous les cas, la distance entre les deux interfaces est nettement supérieure à la longueur thermique, estimée à $L_T(T = 30\text{ mK}) = \sqrt{\hbar D / 2\pi k_B T} = 120\text{ nm}$. Nous attribuons cet effet au ‘reflectionless tunneling’.

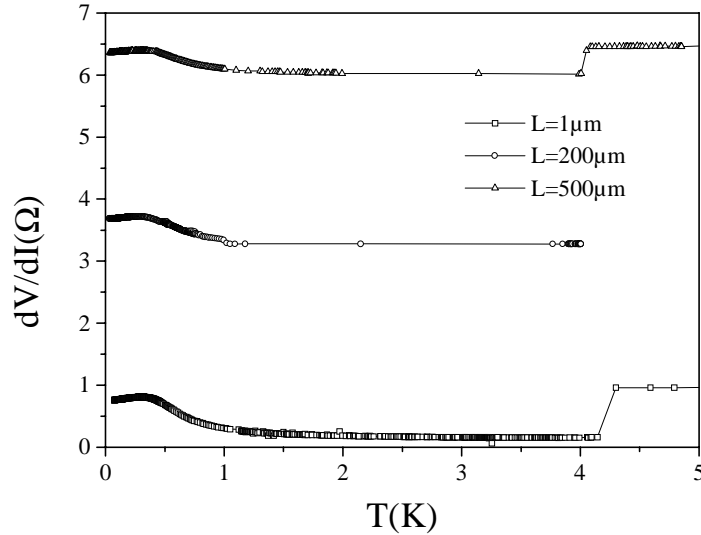


Figure 3.11 – Résistance totale (avec le fil de silicium) de différents échantillons larges ($w = 1000\mu\text{m}$) en fonction de la température. Un comportement similaire est observé quelque soit la distance entre les contacts.

Dans toute la suite, les mesures présentées donneront la conductance d’une interface TiN/Si en fonction de la chute de potentiel à cette interface. On les déduit simplement de la résistance totale du système $G(T, V) = 2/(R_{total} - R_{Si})$, avec R_{Si} la résistance du fil de silicium compris entre les deux

3.5. Observation du ‘reflectionless tunneling’

interfaces; et de la tension totale aux bornes de l'échantillon et du courant I DC appliqué $V = \frac{1}{2}(V_{total} - R_{Si}I)$.

Sur la figure 3.12 est représentée la conductance différentielle d'une interface d'un échantillon $L = 20\mu m$, $w = 10\mu m$ à tension DC nulle en fonction de la température, associée à deux ajustements théoriques: selon la théorie BTK (courbe en pointillés) qui ne tient pas compte de la cohérence dans le semiconducteur, et selon le modèle de Volkov (courbe pleine). Nous avons également étudié un échantillon $L = 1\mu m$, $w = 10\mu m$. Les paramètres utilisés pour ces deux échantillons sont résumés dans le tableau 3.3. On remarque le très bon accord entre les deux théories et la reproductibilité entre les deux échantillons, ce qui a été constaté pour toutes les mesures et prouvent la grande qualité des échantillons fournis par le LETI.

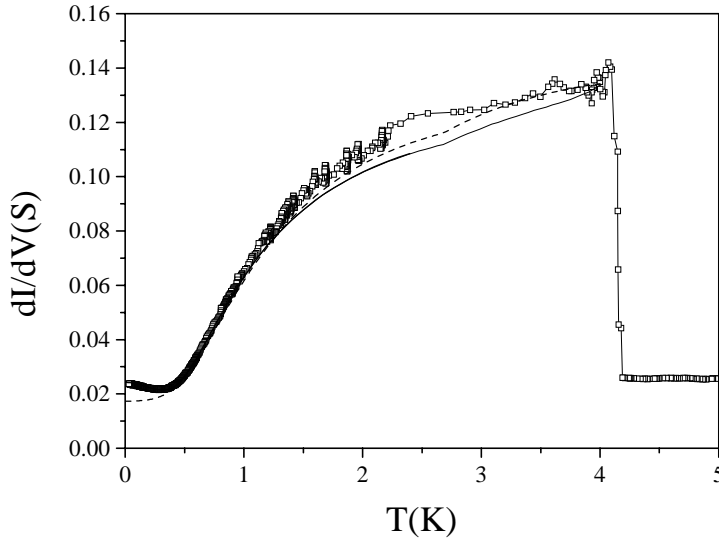


Figure 3.12 – *Caractéristique conductance-température pour un échantillon $L = 20\mu m$, $w = 10\mu m$ et ajustements théoriques: courbe pleine d'après Volkov [123], courbe en pointillés d'après Blonder et al. [64]. Les paramètres sont reportés dans le tableau 3.3.*

Le nombre de paramètres ajustables peut sembler a priori important, surtout pour le modèle de Volkov. Cependant, l'usage couplé des deux modèles permet de pallier ce problème. A l'aide du modèle BTK, on ajuste essentiellement la partie haute température de la courbe, fixant ainsi les valeurs de la conductance normale G_{NN} , du gap Δ et de l'amortissement dans le supraconducteur Γ_S . La valeur importante de ce dernier est proba-

blement due à la couche métallique $TiSi_2$ qui se forme entre le silicium et le nitrure de titane et qui diminue la supraconductivité du TiN . De plus, cette grande valeur permet juste de déterminer une valeur maximale de la transparence \mathcal{T} de la barrière, car elle lisse la conductance à basse énergie en créant des états sous le gap. D'après la densité d'états BCS (équation 1.11), la conductance à tension et température nulles d'une jonction SIN infiniment opaque (sans effet de proximité) est proportionnelle à ce paramètre: $G_{NS}(\epsilon = 0)/G_{NN} = \sqrt{\Gamma_s^2/(\Delta^2 + \Gamma_s^2)} \simeq \Gamma_s/\Delta$ dans la limite d'un faible amortissement ($\Gamma_s \ll \Delta$). Le formalisme BTK donne le même résultat pour les faibles transparences. Ainsi, la conductance sous-gap n'est proportionnelle à la transparence que dans la limite où la transparence est supérieure à cette valeur: $\mathcal{T} > \Gamma_s/\Delta$. Il est impossible de déterminer exactement la transparence si elle est plus faible que l'amortissement, ce qui est le cas ici. Ces trois paramètres fixés par le modèle BTK, il est ensuite possible d'utiliser la formule 3.14. Comme on l'a vu précédemment, la hauteur du pic en conductance est déterminée par le rapport de l'énergie de barrière ϵ_b et de l'énergie de cohérence de phase γ_φ , sa largeur par l'énergie de décohérence. Les deux derniers paramètres sont alors déterminés.

Paramètres	Echantillon $20 \times 10 \mu m^2$		Echantillon $L = 1 \times 10 \mu m^2$	
	BTK	Volkov	BTK	Volkov
G_{NN} (S)	0.134	0.134	0.134	0.134
R_{\square}^* (Ω)	315	295	350	350
Δ_0 (μeV)	210	220	200	210
\mathcal{T}	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$3.4 \cdot 10^{-2}$	$3.8 \cdot 10^{-2}$
Γ_S (μeV)	23.1	33	24	29
γ_{in} (μeV)	-	59	-	85

Tableau 3.3 – Paramètres utilisés pour les ajustements théoriques de la courbe conductance différentielle en fonction de la température (voir figure 3.12) selon les modèles BTK [64] et de Volkov [123].

Pour ajuster jusqu'à des températures proches du gap, on a inséré dans les formules un gap dépendant de la température selon une loi type BCS [35]: $\Delta(T) = 1.74\Delta_0\sqrt{1-T/T_c}$ pour $T \simeq T_c$, avec $T_c = 4K$ dans tous les cas. On remarque tout d'abord que la transparence obtenue ($\mathcal{T} \simeq 3.4 \cdot 10^{-4}$) est en très bon accord avec l'estimation faite précédemment (voir équation 3.4). Ceci indique que la hauteur de la barrière Schottky est peu modifiée entre 77K et les plus basses températures. On l'estime à $\varphi_{bn}(T \leq 4K) = 0.34eV$. De la transparence ajustée, il est possible de déterminer la résistance tunnel $R_b = R_Q(\lambda_F/2)^2/\mathcal{T} = 15.8 - 18.8\Omega.\mu m^2$, qui nous permet ensuite de calculer la

3.5. Observation du ‘reflectionless tunneling’

résistance du silicium sous l’interface: $R_{\square}^* = R_{NN}^2 w^2 / R_b = 295 - 350 \Omega$. Cette valeur est d’un ordre de grandeur supérieure à celle du silicium nu estimée par localisation faible: $R_{\square} = 24 \Omega$. Lors de l’étude du ‘reflectionless tunneling’, on est très sensible, comme dans les mesures de spectroscopie auxquelles est lié cet effet, à l’état du semiconducteur directement sous l’interface. Les différents traitements thermiques subis par l’échantillon modifie cet état: une zone fortement désordonnée se crée (symbolisée ici entre autre par le $TiSi_2$), des dopants peuvent être pompés vers le métal. Lors de la mesure TLM, les lignes de courant traversaient le silicium sur toute sa profondeur et on était donc peu sensible à ces effets de surface.

Cette zone fortement désordonnée sous le contact peut également réduire fortement la longueur de cohérence de phase par rapport au silicium nu. C’est ce qu’on constate, puisqu’on déduit de l’énergie de cohérence de phase γ_{φ} un temps caractéristique $\tau_{\varphi} = 8 - 11 ps$ qui diffère de deux ordres de grandeur du temps de cohérence de phase $\tau_{\varphi} = 2.7 ns$ du silicium nu à $T = 240 mK$ (voir tableau 3.2). De tels écarts ont été notés récemment lors de mesure tunnel sur des fils de cuivre [84] ou dans des fils d’or par l’analyse du courant Josephson dans des jonctions SNS [144]. Cependant, ces expériences étaient menées dans des systèmes métalliques où il n’y a pas a priori de zone désordonnée sous l’interface. De ces valeurs, il est possible d’estimer semiclassiquement à l’aide du modèle proposé par Schechter et al. [97] le nombre de fois qu’un électron est rétrodiffusé vers la barrière: $N = \sqrt{L_{\varphi}/\ell}$ où on estime $L_{\varphi} = \sqrt{D\tau_{\varphi}} = 54 - 63 nm$, d’où $N \simeq 3$. On comprend que l’effet observé soit faible puisque le ‘reflectionless tunneling’ maximum est attendu pour $N_{max} = 1/T \simeq 30$.

Nous avons également mesuré la dépendance en tension de l’anomalie à différentes températures (voir figure 3.13). On constate qu’il est impossible d’ajuster cette caractéristique avec le modèle de Volkov [123] en utilisant les paramètres de la dépendance en température, si on suppose une température de base $T_0 = 30 mK$. Le pic en conductance prédit par la théorie est beaucoup trop large. La discussion de ce désaccord est reportée à la partie suivante.

Nous avons ensuite mesuré sous divers champs magnétiques les caractéristiques conductance-tension de ces mêmes échantillons (voir figure 3.14). Dans un premier temps, on a mesuré les caractéristiques conductance-tension pour un champ appliqué parallèlement à l’interface (selon l’axe z sur la figure 3.5 - voir figure 3.14). On déduit un champ caractéristique, champ pour lequel l’amplitude de l’anomalie est divisée par deux, $H_c^z \simeq 200 G$ et l’effet disparaît complètement à $400 G$. Marmorkos et al. [26] ont estimé que ce champ caractéristique intervenait lorsqu’un quantum de flux $\Phi_0 = h/e$ pénétrait dans une surface L_{φ}^2 . Sous le contact, les ajustements précédents donnent $\tau_{\varphi} = 8 - 11 ps$, soit $L_{\varphi} = \sqrt{D\tau_{\varphi}} = 54 - 64 nm$ avec $D = 3.67 \cdot 10^{-4} m^2.s^{-1}$ en première ap-

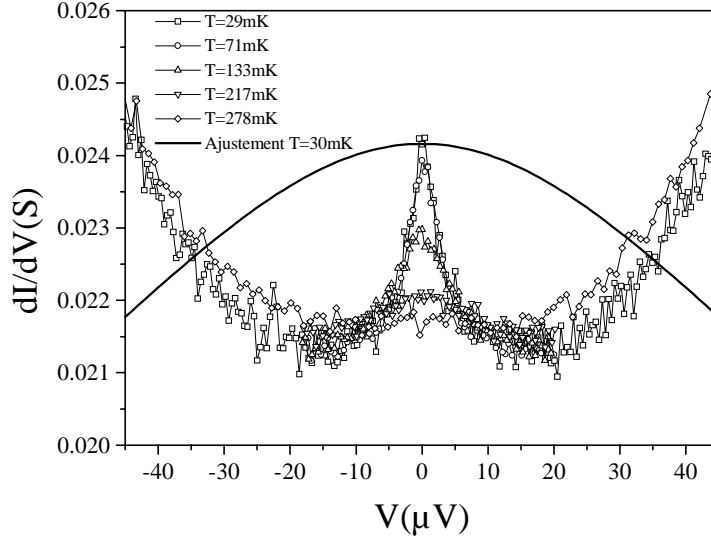


Figure 3.13 – *Caractéristiques conductance-tension à différentes températures pour un échantillon $L = 20\mu\text{m}$, $w = 10\mu\text{m}$. On constate qu'il est impossible d'ajuster les courbes expérimentales en supposant une température de base $T_0 = 30\text{mK}$ (suivant le modèle de Volkov [123] avec les mêmes paramètres que la dépendance en température - voir tableau 3.3).*

proximation. On déduit alors un champ critique $H_{car} = \Phi_0/L_\varphi^2 \simeq 1T$ sans comparaison avec la valeur expérimentale. Volkov et al. [106] ont proposé un autre mécanisme de décohérence conduisant à l'annulation de l'effet. Deux sources de cohérence sont essentielles pour l'apparition du 'reflectionless tunneling': la cohérence de la paire d'Andreev formée par l'électron et le trou rétroréfléchi (effet considéré par Marmorkos et al. [26]) et la cohérence supraconductrice qui assure que la phase de la paire ne soit pas aléatoirement modifiée à chaque choc sur l'interface (voir équation 1.12). Le champ magnétique appliqué génère des courants d'écrantage qui induisent une dépendance spatiale du paramètre d'ordre supraconducteur selon l'axe d'application du champ. La situation est alors comparable aux interféromètres d'Andreev [84]: la cohérence de la paire est détruite lorsque, par chocs successifs, elle rencontre une phase supraconductrice variant de π . L'énergie de cohérence de phase dépend alors du champ magnétique selon [106]:

$$\gamma_\varphi(H) = \gamma_\varphi(0) + \hbar D(\pi H \lambda / \Phi_0)^2 \quad (3.17)$$

3.5. Observation du ‘reflectionless tunneling’

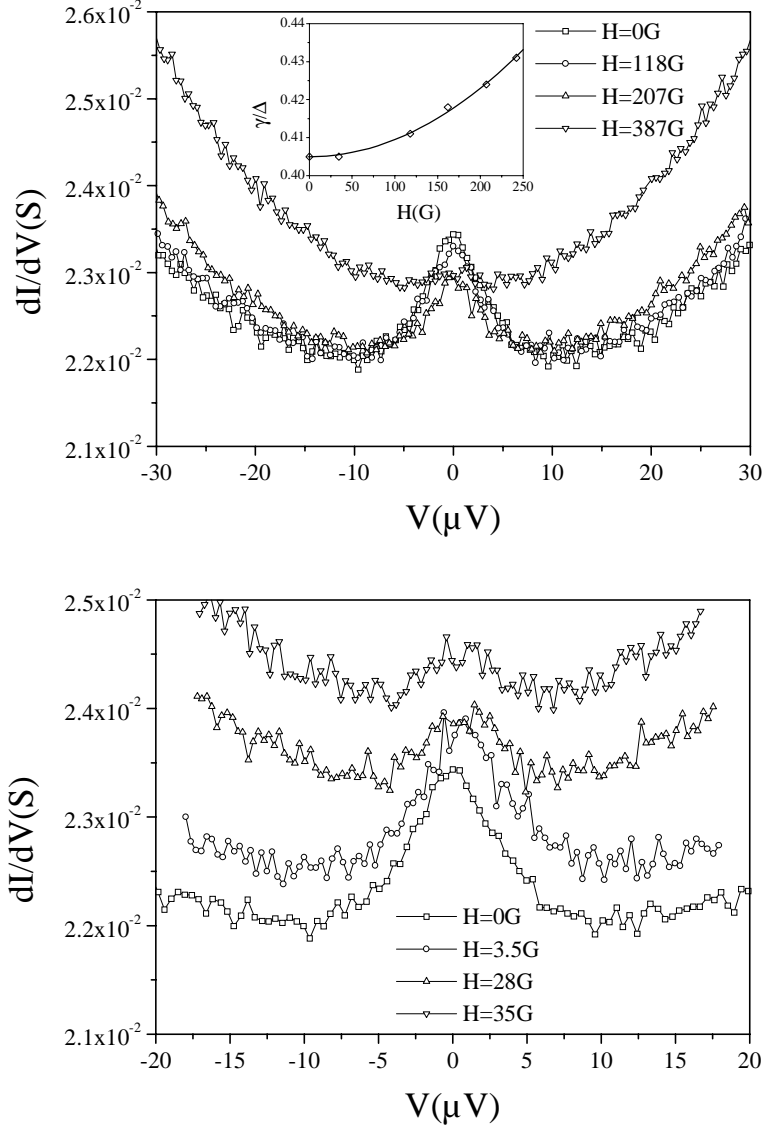


Figure 3.14 – Caractéristiques conductance-tension d’un échantillon $L = 1\mu m$, $w = 10\mu m$ pour différents champs magnétiques parallèles (haut) et perpendiculaires (bas) à l’interface. Dans le dernier cas, on note le rôle du facteur démagnétisant qui diminue l’échelle de champ et l’influence des vortex qui modifie la conductance sous-gap. Insert (haut): énergie de cohérence de phase pour différents champs magnétiques parallèles et ajustement d’après le modèle de Volkov [106].

avec λ la longueur de pénétration de London. A l'aide de la formule 3.14, il est possible d'ajuster les courbes expérimentales sous différents champs à tension DC appliquée nulle. Le seul paramètre modifié est l'énergie de cohérence de phase et on peut déduire une loi de variation de ce paramètre en fonction du champ (voir insert de la figure 3.14): $\gamma_\varphi(H)/\Delta = 0.405 + 4.5 \cdot 10^{-7} H(G)^2$. Il ressort de cet ajustement une longueur de pénétration de London dans le nitrure de titane $\lambda = 790nm$. On s'attend à ce que cette valeur soit comparable à celle mesurée dans le nitrure de niobium, à savoir: $\lambda(NbN) \simeq 200 - 360nm$ [145, 146]. Cependant, la région sous l'interface est très désordonnée et il est donc fort probable que le coefficient de diffusion dans le silicium y soit fortement modifié. Son estimation exacte est très délicate, car on ne connaît que la résistance par carré sous l'interface et on ignore l'épaisseur sur laquelle le silicium est désordonné, la modification en dopage induite, etc.

Des mesures complémentaires en champ magnétique perpendiculaire à l'interface (selon l'axe y sur la figure 3.5) indiquent toute l'importance de l'orientation du champ (voir figure 3.14). La conductance sous le gap diminue pour des valeurs de champ faibles par l'apparition de vortex dans le nitrure de titane, qui est un supraconducteur de type II. De plus, l'anomalie du 'reflectionless tunneling' est divisée par deux pour un champ magnétique $H_{car}^y \simeq 30G$. Zeldov et al. [147] ont estimé le champ effectif sous une interface supraconductrice dû au facteur démagnétisant: $H_{interface} \simeq \sqrt{w/d_{TiN}} H_{applique} \simeq 10 H_{applique}$, avec $d_{TiN} = 100nm$ épaisseur du film de TiN et $w = 1\mu m$ largeur du contact. Cette valeur est en bon accord avec les résultats expérimentaux $H_{car}^y/H_{car}^z \simeq 7$. L'importance de l'orientation du champ magnétique a été également constatée par Giazotto et al. [93] dans l'étude du 'reflectionless tunneling' dans des structures planaires $Nb/GaAs$.

Les vortex permettent également d'expliquer l'augmentation de conductance à 200G dans la mesure en champ parallèle (voir figure 3.14). Si ce dernier n'est pas exactement parallèle à l'interface, sa composante perpendiculaire induit des vortex dans le nitrure de titane.

3.6 Chauffage électronique

La dépendance en température de la conductance montre un très bon accord avec la théorie. Cependant, ni la théorie BTK [64], ni le modèle développé par Volkov [123] ne permettent de décrire le comportement à tension non nulle des échantillons, si on suppose une distribution électronique à l'équilibre de type Fermi-Dirac à la température des phonons du réseau (voir figures 3.13 et 3.15). Le pic en conductance du 'reflectionless tunne-

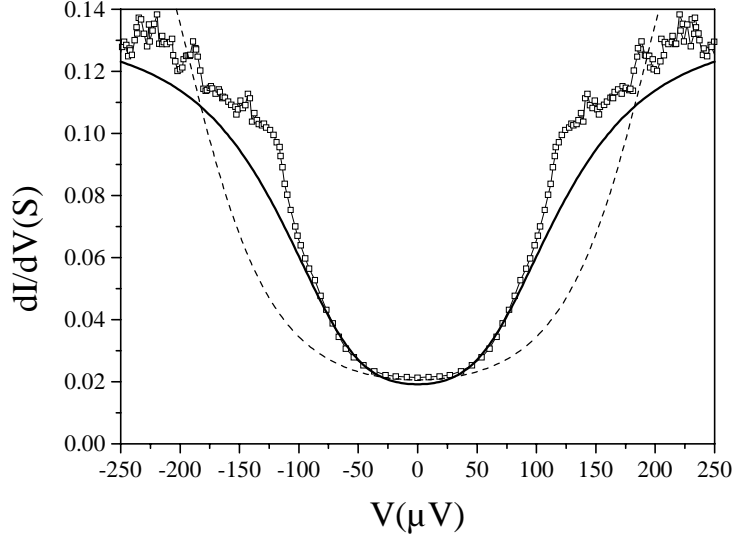


Figure 3.15 – *Caractéristique conductance-tension d'un échantillon $L = 20\mu\text{m}$, $w = 10\mu\text{m}$. On constate qu'il est impossible d'ajuster les courbes expérimentales en supposant une température de base $T_0 = 30\text{mK}$ (courbe en pointillés avec le modèle BTK [64] avec les mêmes paramètres que la dépendance en température). L'introduction des interactions électron-électron (équation 3.19) permet de retrouver un bon accord avec l'expérience (courbe pleine).*

ling' est prédit beaucoup trop large par la théorie. Toutefois, on note que les échelles caractéristiques du pic en tension et en température sont sensiblement les mêmes, respectivement $V_{car} = 20\mu\text{V}$ (équivalent à $T \simeq 230\text{mK}$) et $T_{car} = 250\text{mK}$. La correspondance température-tension a été observée dans les expériences de 'reflectionless tunneling' précédentes [12, 90, 92], mais les théories ne la prévoit pas. De même, un tel problème a déjà été noté dans les études de la réentrance [72, 73]. Courtois et al. [72] ont introduit une température effective dans le réservoir normal en invoquant que sa conductance n'est pas assez élevée et que les effets hors équilibre induit par la chute de potentiel en son sein modifie la distribution électronique. La température effective ainsi obtenue est proportionnelle au courant injecté et permet de retrouver un accord convenable avec l'expérience. De même, Petrashov et al. [73] ont tenu compte des interactions électron-électron dans les réservoirs pour introduire une température effective du type de l'équation 1.23.

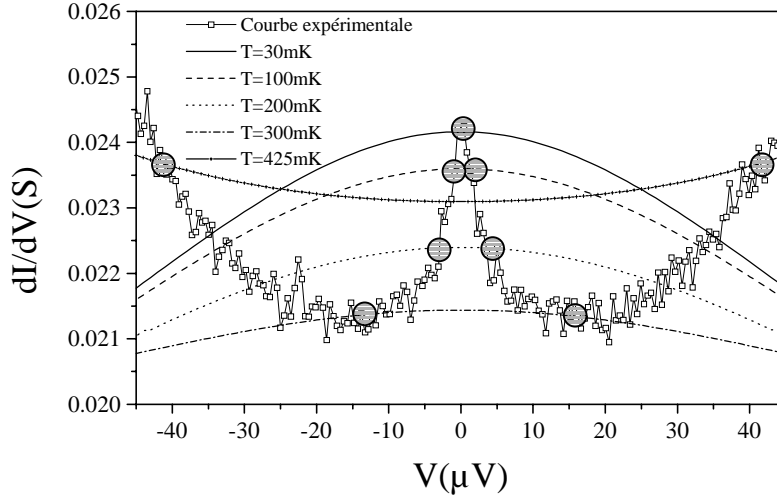


Figure 3.16 – *Faisceau de courbes théoriques selon le modèle de Volkov [123] et courbe expérimentale d'un échantillon $20 \times 10 \mu\text{m}^2$. Les intersections symbolisées par des cercles gris donnent la dépendance de la température électronique avec la tension aux bornes d'une interface.*

Il est donc possible de retrouver un bon accord théorie-expérience en introduisant une température électronique effective. Afin de la déterminer quantitativement, nous avons tracer un faisceau de courbes théoriques à différentes températures (voir figure 3.16). L'intersection d'une courbe théorique à une température T_e avec la courbe expérimentale à la tension V permet de déduire la dépendance en tension de la température électronique $T_e(V)$ (voir courbes 3.17).

Le système considéré ici est profondément différent des systèmes de Charlat [13] et de Petrashov [73]. Il ne dispose pas d'un réel réservoir normal. Toute la puissance électrique injectée dans le fil de silicium devra être évacuée via les réservoirs supraconducteurs. On devra donc tenir compte de la résistance thermique d'Andreev aux interfaces. Celle-ci est particulièrement sensible pour des tensions inférieures à $20 \mu\text{V}$: la température électronique augmente alors rapidement, passant de 30mK à 320mK. Hoss et al. [71] ont constaté un comportement similaire dans des jonctions métalliques $\text{Nb}/\text{Au}/\text{Nb}$. La puissance ne parvient pas à se dissiper, la température électronique augmente jusqu'à ce que les électrons parviennent à transmettre suffisamment de chaleur au-delà du gap. La puissance thermique ainsi dissipée à travers

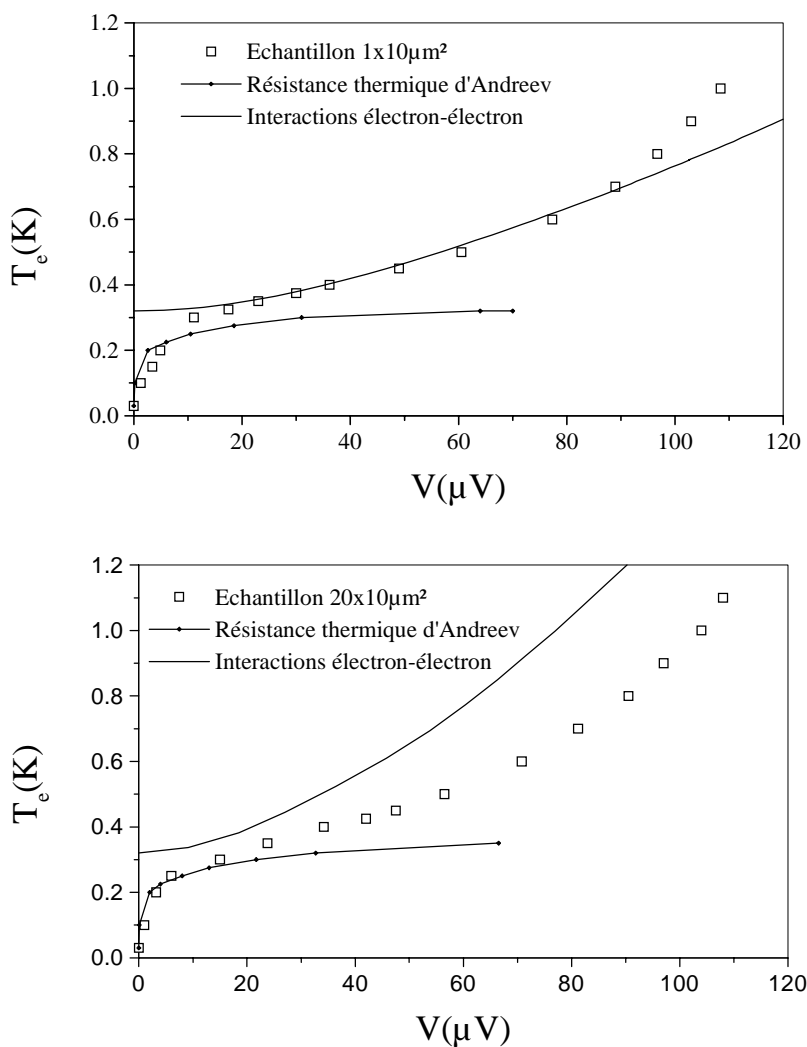


Figure 3.17 – Dépendance de la température effective avec la tension appliquée pour les échantillons $1 \times 10 \mu m^2$ (haut) et $20 \times 10 \mu m^2$ (bas) et ajustement en tenant compte de la résistance thermique d'Andreev à l'interface (courbe avec points) et des interactions électron-électron. On constate un désaccord pour l'échantillon $20 \times 10 \mu m^2$ (bas) avec une température effective basée sur les interactions électron-électron: l'échantillon est peut-être suffisamment long pour que la mer d'électrons commence à échanger de l'énergie avec les phonons ou le modèle utilisé est trop rudimentaire pour cet échantillon.

une interface N/S peut s'écrire sous la forme de l'équation 1.18:

$$P(T_e, V_i) = \frac{G_{NN}}{e^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\epsilon \epsilon [f(\frac{\epsilon - eV_i}{k_B T_e}) - f(\frac{\epsilon}{k_B T_0})][1 - A(\epsilon) - B(\epsilon)] \quad (3.18)$$

Nous avons ajusté les courbes 3.17 à l'aide des paramètres déjà utilisés pour les caractéristiques conductance-température et donnés dans le tableau 3.3. Pour ce faire, nous avons supposé que toute la puissance thermique se dissipe par les interfaces et calculé la puissance électrique totale injectée dans le système par interface $P = V_{tot} \times I/2$ et déterminer les intersections de cette courbe avec les prévisions de la formule 3.18 (voir courbe 3.18). Ceci nous permet alors de tracer l'augmentation de température due à la résistance thermique d'Andreev. On peut constater que l'accord, sans paramètres supplémentaires, est très bon .

Pour des tensions plus élevées, la chaleur est donc dissipée vers les électrodes supraconductrices. Cependant, la température électronique continue d'augmenter. On suppose ici qu'il s'agit d'un chauffage dans la mer d'électron dû aux interactions électron-électron. Si on suppose la longueur L de l'échantillon supérieure à la longueur L_{e-e} , la température électronique devrait suivre une loi du type (voir équation 1.23):

$$T_e = \sqrt{T_{ph}^2 + \frac{x}{L}(1 - \frac{x}{L})\frac{V^2}{\mathcal{L}}} \quad (3.19)$$

ce qui est assez bien vérifié expérimentalement sur l'échantillon de longueur $L = 1\mu m$ (voir figure 3.17). Par contre, pour l'échantillon de longueur $L = 20\mu m$, on note que la température expérimentale est inférieure à celle attendue. Peut-être l'échantillon est-il suffisamment long pour que les électrons dissipent une partie de leur énergie vers le réseau de phonons. La température électronique en est alors diminuée par rapport à une loi de type 3.19. Cependant, l'instauration du régime macroscopique est très lente et la longueur du fil doit être très grande devant la longueur électron-phonon pour que les électrons se thermalisent entièrement avec le réseau de phonons, ce qui explique le faible décalage avec la loi de Wiedemann-Franz dans l'échantillon présenté ici. Il est également possible que le modèle utilisé soit trop rudimentaire pour expliquer le comportement réel de cet échantillon. Par exemple, on a reporté sur la figure 3.17b la température maximale (au milieu du fil de silicium). L'échantillon est peut-être ici trop long pour que cette température soit la température pertinente des porteurs près de l'interface.

Finalement, on a testé la validité de notre estimation de la température effective des porteurs en insérant dans le modèle BTK une température suivant une loi d'interaction électron-électron (voir équation 3.19) avec une température de base de 320mK et les paramètres précédemment utilisés pour les

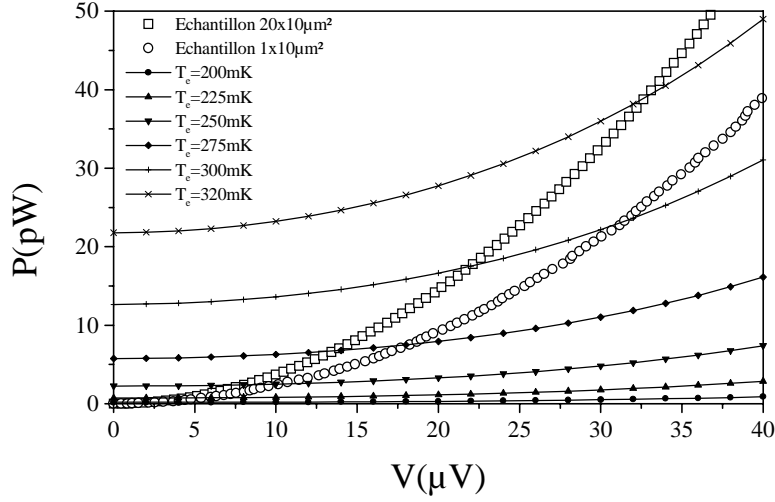


Figure 3.18 – Puissance totale injectée dans le fil de silicium par interface pour les deux échantillons considérés en fonction de la chute de potentiel à l’une des interfaces et faisceau de puissances données par la formule 3.18 pour différentes températures électroniques. Les intersections fournissent la température effective théorique associée à la résistance thermique d’Andreev des interfaces.

courbes conductance en fonction de la température. L’accord résultant est tout à fait raisonnable (voir figure 3.15).

3.7 Conclusion

Nous avons étudié une structure planaire $TiN/Si n^{++}/TiN$ qui constitue un système SNS long: aucun effet de cohérence n’a été observé entre les deux interfaces distantes de $1\mu m$ et $20\mu m$ dans les deux échantillons étudiés. Cependant, la conductance différentielle présente un pic que nous avons attribué au ‘reflectionless tunneling’. Pour la première fois, une analyse quantitative et détaillée a été menée. Elle nous a permis de caractériser plus précisément le système et particulièrement de noter la forte résistance du silicium sous les interfaces de nitrure de titane. La zone désordonnée résultante a de nombreuses conséquences physiques, dont un taux de décohérence important. Nous avons pu également déterminer avec précision la hauteur de la barrière Schottky entre le nitrure de titane et le silicium dégénéré. Cette valeur, et le problème

du contact en général, sont décisifs dans ce genre de système. En effet, l'un des objectifs de ce genre de structure S/Sm/S peut être la réalisation de transistor supraconducteur. Il est alors indispensable de disposer d'une très bonne interface pour permettre le passage d'un supercourant. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre consacré à l'étude du contact Nb/Si . Enfin, la comparaison avec la théorie nous a amené à considérer les effets de chauffage dans le fil de silicium, qui prennent deux aspects principaux: une résistance thermique d'Andreev aux interfaces avec le supraconducteur, qui a un rôle important à faible voltage, et les interactions électron-électron qui induisent une température effective à plus forte tension. Tous ces effets thermiques sont l'objet de nombreuses études dans les systèmes mésoscopiques [99, 100, 101, 102]. La spécificité de la supraconductivité (forte conductance électrique mais mauvaise conductance thermique) engendre des effets importants et donne tout l'intérêt à l'étude des phénomènes de chauffage dans ces systèmes hybrides [71, 148, 149].

Chapitre 4

Procédés de salle blanche

4.1 Introduction

Une grande partie de cette thèse a été consacrée à la fabrication des structures qui sont étudiées dans la suite de ce manuscrit. Ces structures ont été élaborées dans la salle blanche du LCP (classe 10000 en salle de dépôt, classe 1000 en salle lithographie). Dans ce chapitre, on se propose de décrire brièvement chacune des étapes effectuées en salle blanche (dépôts, photolithographie, gravure) et de conclure en présentant un procédé type de fabrication de structure SININ.

4.2 Les différents types de dépôt

Le dépôt des couches métalliques est effectué dans un groupe de pulvérisation cathodique DC magnétron Alcatel qui dispose de trois cibles: niobium, aluminium et cuivre. On peut ainsi réaliser des multicouches in situ et avoir un bon contrôle des interfaces. La pulvérisation cathodique s'effectue sous pression d'argon. Les atomes d'argon sont ionisés par le champ électrique créé entre le porte-substrat (anode) et la cible (cathode). Les atomes de la surface de la cible sont arrachés par les ions Ar^+ ainsi formés et se condensent sur le substrat. De plus, les électrons secondaires issus des chocs ions-cible sont confinés près de la cible par le champ magnétique créé parallèlement à celle-ci (cathode magnétron), ce qui augmente la vitesse de dépôt (voir figure 4.1). Un paramètre important du dépôt est le vide limite atteint dans la chambre, qui est ici de l'ordre de $10^{-7} mbar$. Ce groupe possède une arrivée d'oxygène qui permet des oxydations in situ, ainsi qu'un plasma inverse radio-fréquence (voir plus loin) pour le décapage des substrats avant le dépôt.

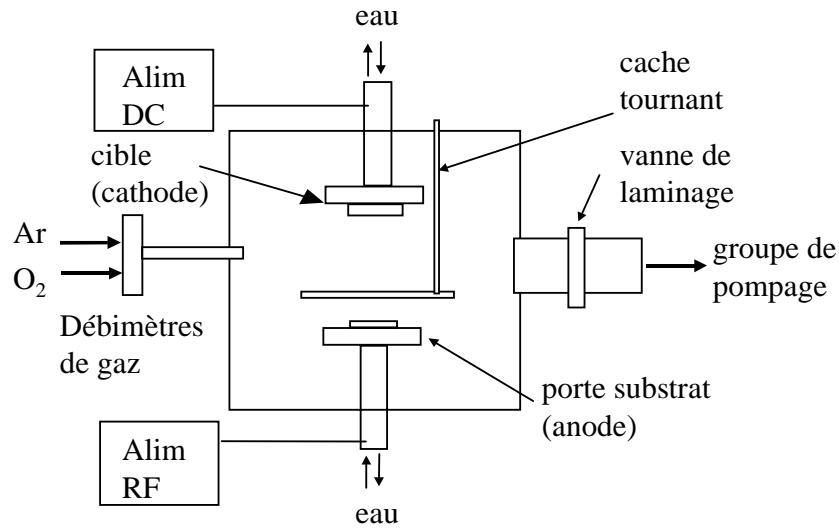


Figure 4.1 – Représentation schématique du groupe de dépôt Alcatel de pulvérisation cathodique DC.

Le dépôt des matériaux isolants épais, comme la silice, est effectué par pulvérisation radiofréquence magnétron dans un groupe Alcatel Puma 400. Ici, un champ électrique radiofréquence ($\nu = 13.56 MHz$) est instauré entre la cible et le porte-substrat, toujours sous pression d'argon. Un plasma ion-électron se forme et les atomes de la cible sont arrachés par les ions Ar^+ du plasma. Si les polarisations sont inversées, les ions Ar^+ viennent percuter le substrat et nettoyer sa surface: il s'agit d'un décapage plasma. On a résumé dans le tableau 4.1 les paramètres de dépôt des différents matériaux déposés par ces méthodes.

Matériau	Pression d'argon (mbar)	Vitesse de dépôt ($nm.min^{-1}$)
Niobium	$2 \cdot 10^{-2}$	240
Aluminium	$2 \cdot 10^{-2}$	300
Cuivre	$2.6 \cdot 10^{-2}$	400
Silice (RF)	$3 \cdot 10^{-3}$	12
Titane	10^{-2}	12
Or	$3 \cdot 10^{-2}$	6

Tableau 4.1 – Paramètres de dépôt des différents matériaux en pulvérisation cathodique et radiofréquence magnétron.

On a enfin réuni dans le tableau 4.2 les paramètres physiques intéressants à basse température du cuivre et de l'aluminium déposés par pulvérisation cathodique. Ces deux matériaux nous intéresseront tout particulièrement lors de l'étude de structures métalliques SININ. Des mesures préliminaires menées dans le groupe semblent indiquer que la longueur de cohérence de phase dans le cuivre est supérieure à $0.5\mu m$ pour des températures inférieures à $4K$.

Matériau	$T_c(K)$	$\Delta(\mu eV)$
Aluminium	1.5	205

Matériau	$\rho(\Omega.m)$	$\ell(nm)$	$D(cm^2.s^{-1})$
Cuivre	$5.5 \cdot 10^{-8}$	12	64

Tableau 4.2 – *Paramètres physiques du cuivre et de l'aluminium déposé en pulvérisation cathodique.*

4.3 La barrière d'alumine

Dans toutes les structures métalliques étudiées ici, la barrière tunnel est formée par oxydation d'une couche d'aluminium.

Le premier point, lorsque la barrière est réalisée sur un film autre que l'aluminium, est de définir l'épaisseur minimale d'aluminium à déposer pour que la couche soit homogène. L'expérience acquise au laboratoire, avec les jonctions Josephson à base de niobium et d'alumine et dans le groupe de pulvérisation utilisé ici, indique que celle-ci est de $10nm$. On se placera toujours dans cette limite pour éviter que l'aluminium ainsi déposé n'influence trop le reste du dispositif.

L'épaisseur de la couche d'oxyde, et donc la transmission de la barrière, dépendent de l'exposition, c'est-à-dire du produit de la pression d'oxygène (exprimée en Pascal (Pa)) par le temps d'oxydation (en seconde). Différents auteurs ont étudié ce problème, essentiellement dans le cadre des jonctions Josephson $Nb/Al - AlOx/Nb$ [150, 151]. Ainsi, Kleinsasser et al. [150] ont déduit une loi en puissance:

$$R_b(\Omega.\mu m^2) \simeq 2[E(Pa.s)]^{0.4} \quad (4.1)$$

Cette loi est valable pour des expositions supérieures à $100Pa.s$, cas qui nous intéresse dans la suite. Ainsi, pour une oxydation typique d'une heure sous une pression de $1mbar$, la barrière obtenue doit avoir une résistance

de l'ordre de $330\Omega.\mu m^2$. Cette valeur correspond selon la formule 1.2 à une transparence $\mathcal{T} = 2.10^{-6}$ dans le cas d'une jonction tunnel $Al - AlOx/Cu$ ($\lambda_{FCu} = 0.45nm$).

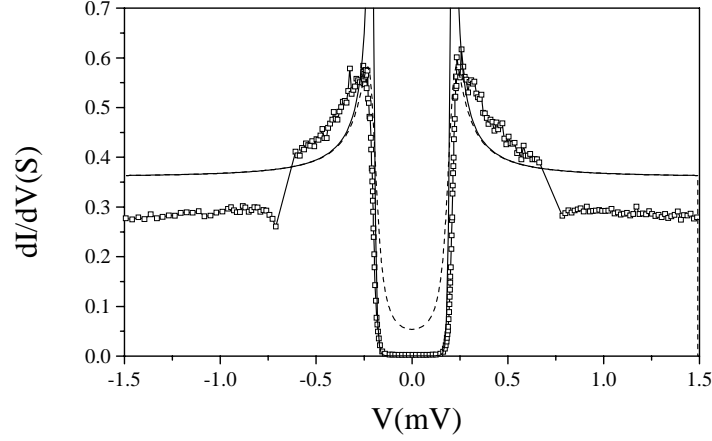


Figure 4.2 – *Caractéristique conductance-tension d'une jonction $Al - AlOx/Cu$ de dimension $10 \times 10\mu m^2$ à $T = 80mK$ et ajustement selon la théorie de l'hamiltonien tunnel. Les paramètres utilisés sont les suivants: $T = 80mK$, $\Delta = 205\mu eV$, $G_{NN} = 0.36S$, $\Gamma_s = 0.001\Delta$ (courbe pleine) et $\Gamma_s = 0.15\Delta$ (courbe en pointillés).*

Sur la figure 4.2 est représentée la caractéristique conductance-tension d'une jonction $Al - AlOx/Cu$ de dimension $10 \times 10\mu m^2$ à $T = 80mK$, accompagnée de deux ajustements selon la théorie de l'hamiltonien tunnel (voir équation 1.10) avec les paramètres communs suivants: $T = 80mK$, $\Delta = 205\mu eV$, $G_{NN} = 0.36S$ et $\Gamma_s = 0.15\Delta$ pour l'une et $\Gamma_s = 0.001\Delta$ pour l'autre. Le rapport entre la conductance normale et la conductance sous le gap est $G_{NN}/G_{NS} = 110$, ce qui indique que la barrière d'alumine est de bonne qualité. Sa conductance normale est $0.36S$, d'où une valeur de la résistance de barrière $R_b = 280\Omega.\mu m^2$ et une transmission $\mathcal{T} = 2.3 \cdot 10^{-6}$, en bon accord avec les prévisions de Kleinsasser et al. [150]. On constate une déviation du comportement purement tunnel aux tensions proches du gap supraconducteur. Pour tenir compte de cet écart, il est nécessaire d'introduire une grande valeur de l'amortissement Γ_s , ce qui induit une forte conductance sous-gap. On voit qu'il serait possible d'ajuster plus correctement la courbe expérimentale en supposant un amortissement dans le supraconducteur dépendant de l'énergie. Nous ne disposons d'aucune justification d'un tel comportement.

La géométrie de l'échantillon (voir photographie d'une jonction identique à celle mesurée ici, figure 4.8) indique qu'une mesure brute ne donne pas directement la conductance de la jonction, puisque celle-ci est mesurée en '3 fils'. Il faut tenir compte des résistances en série associées à la contre-électrode de cuivre et à la jonction de planarisation de dimension $30 \times 30 \mu m^2$. La première de ces résistances est délicate à estimer, car sa géométrie n'est pas simple. Cependant, on peut lui associer approximativement les dimensions suivantes: $L = 60 \mu m$ et $S = 10 \mu m \times 400 nm$, ce qui donne une résistance de l'ordre de $R_{Cu} = \rho L/S = 0.8 \Omega$. Les masques sont dessinés selon une loi d'échelle. Cette résistance supplémentaire sera donc sensiblement la même pour toutes les jonctions de ce type, dépendant essentiellement de l'épaisseur de la contre-électrode. La jonction de planarisation induit une résistance supplémentaire d'environ 10% (rapport des surfaces) par rapport à la valeur obtenue après avoir soustrait la contribution de la contre électrode de cuivre. On remarque également que la divergence au gap de la courbe expérimentale est peu marquée.

On associe la brisure observée au-delà du gap au courant critique dans la couche d'aluminium. Elle correspond à un courant de $220 \mu A$, soit une densité de courant critique $J_C = 2.2 \cdot 10^6 A.m^{-2}$. On peut estimer cette valeur dans une couche mince à partir du formalisme de Ginsburg-Landau [35]:

$$J_C = \frac{4}{3\sqrt{6}} \frac{H_C}{\lambda_L} \quad (4.2)$$

avec $\lambda_L = \sqrt{m/(\mu_0 n_e e^2)} = 12.5 nm$ longueur de pénétration de London et $H_C = 99 G$ champ critique de l'aluminium. Cette formule conduit à une valeur de densité de courant critique de $0.43 \cdot 10^6 A.m^{-2}$ en relatif accord avec la valeur expérimentale. Cependant, déterminer le courant critique d'un supraconducteur de type I en film mince n'est pas aisé, car cela dépend beaucoup de la structure, des défauts...

4.4 La lithographie

Les dispositifs sont définis par lithographie optique à l'aide d'un jeu de masques en chrome, sur lesquels sont dessinés les motifs d'intérêt, et d'un positionneur à contact Karl Suss MJB3 (lampe ultraviolet $\lambda = 400 nm$). La lithographie optique consiste à déposer une couche de résine sur tournette pendant un temps et une vitesse déterminés: dans notre cas, $4000 \text{ tour.min}^{-1}$ pendant $50 s$ pour une épaisseur finale de 1.2 ou $1.4 \mu m$ selon les résines. Cette résine est ensuite insolée à travers un masque en chrome, puis développée afin de graver les parties non-protégées par la résine (lithographie dite positive)

ou de déposer une couche métallique dans ces mêmes zones (lift-off) (voir figure 4.3). Dans tous les cas, la résine est diluée dans un bain d'acétone. Les procédés décrits ci-dessus sont valables en lithographie positive: le motif défini par la gravure est celui du masque et l'inverse en lift-off. Il existe également des résines négatives: les zones insolées sont alors celles qui conserveront la résine à la fin de la lithographie. Un lift-off en résine négative donnera le motif du masque. Le jeu de ces différentes techniques permet une plus grande versatilité et une utilisation optimale des masques. Ces deux types de résines ont été utilisées et les paramètres choisis sont résumés dans le tableau 4.3.

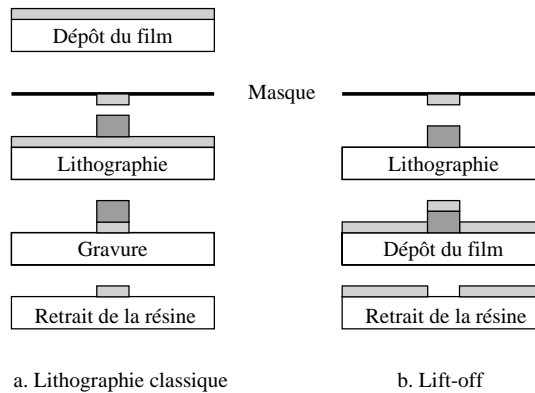


Figure 4.3 – Les différents procédés de lithogravure positive: procédé classique et lift-off.

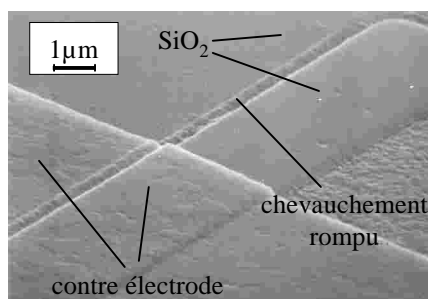
Etape	Lithographie positive	Lithographie négative
Résine (Hoechst)	AZ1512HS	AZ 5214E
Préchauffage	100°C 60s	100°C 60s
Insolation avec masque	3.5s	1.8s
Chauffage d'inversion		125°C 120s
Insolation sans masque		7s
Développement	AZdev dilué 1:1 45s	AZdev dilué 1:1 60s
Postchauffage	85°C 60s	120°C 60s

Tableau 4.3 – Résumé des paramètres utilisés en lithographies positive et négative.

A la comparaison des différents procédés, on serait tenté de ne travailler qu'en lift-off afin d'éviter l'étape délicate de gravure. Cependant, cette méthode présente certains inconvénients. Lors d'un dépôt sur substrat recouvert

en partie de résine, la résine a tendance à se durcir sous l'effet de la chaleur. Il peut alors être difficile de la retirer et elle forme des murs de résine sur les flancs des couches. Ces murs, très hauts comparativement aux épaisseurs des couches déposés (de l'ordre du micromètre contre quelques dizaines de nanomètre) peuvent être excessivement problématiques lorsque qu'une couche doit venir chevaucher le film lors d'une étape ultérieure. Cette couche peut être coupée (voir photographie MEB 4.4) et rendre inutilisable le dispositif. Dans le procédé utilisé, on s'est efforcé de limiter l'utilisation du lift-off aux étapes où un tel passage de marche n'est pas en jeu (dépôt de la contre-électrode ou des plots) ou lorsqu'elle est indispensable (dépôt de la silice).

Figure 4.4 – Photographie au microscope électronique à balayage d'un chevauchement de couches rompu. Le positionnement de cette photographie est indiquée sur la figure 4.8.



4.5 La gravure

Plusieurs types de gravure étaient à notre disposition. La gravure chimique présente l'avantage d'être sélective si on choisit adéquatement les solutions chimiques. Cependant, comme les couches déposés sont polycristallines, elle est isotrope. Les zones sous la résine sont alors également attaquées et les motifs étroits peuvent être totalement gravés si la couche est trop épaisse.

La gravure par bombardement ionique consiste en un bombardement d'ions lourds recombinaés (argon ou xénon). Les atomes d'argon sont admis dans la chambre de décharge, ionisés puis accélérés par une série de trois grilles aux potentiels modulables et enfin neutralisés avant leur entrée dans la chambre d'usinage où, en heurtant les zones découvertes par la résine, ils arrachent les atomes de la couche à graver (voir figure 4.5). Ce mode de gravure est quant à lui parfaitement anisotrope, à l'angle d'usinage et à la rotation du substrat près. Par contre, il n'est pas sélectif et les arrêts de gravure sont donc plus délicat que pour la gravure chimique. Cependant, nous avons opté pour la gravure par bombardement ionique, car elle permet de graver en une seule étape les multicouches des dispositifs métalliques. Les paramètres utilisés sont résumés dans le tableau 4.4.

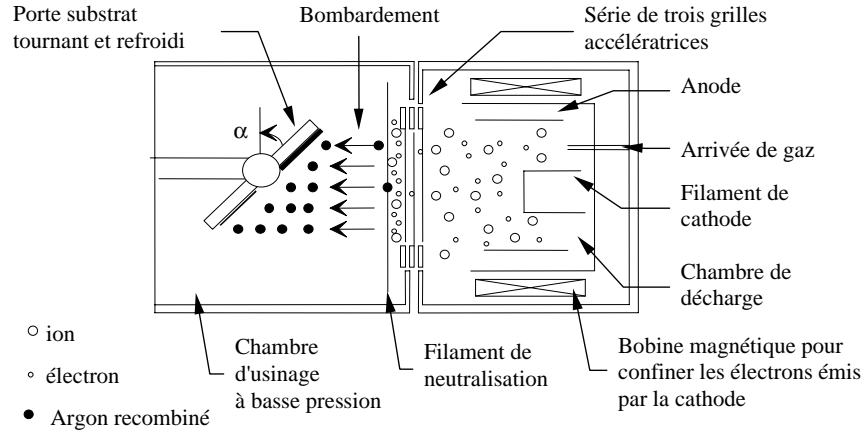


Figure 4.5 – Représentation schématique du groupe de gravure par bombardement ionique.

Matériau	Angle (°)	Vitesse de gravure ($nm.min^{-1}$)
Aluminium	45	28
Cuivre	45	40
Silice	45	30
Résine	45	18

Tableau 4.4 – Paramètres de gravure des différents matériaux par bombardement ionique (argon). Pour tous les matériaux, le courant de cathode est $0.4mA.cm^{-2}$, la tension de polarisation $400V$ et la pression d'argon $3.3 \cdot 10^{-4}mbar$.

Enfin, la gravure ionique réactive combine à la fois la sélectivité d'une gravure humide et l'anisotropie de la gravure ionique. Un plasma est déclenché sous pression contrôlée de gaz fluoré et d'oxygène entre l'anode (masse) et la cathode (port-substrat) par un générateur radiofréquence ($\nu = 13.56MHz$). Des radicaux libres (F^* par exemple sous atmosphère SF_6) sont formés dans le plasma; ils réagissent avec le matériau à graver pour former des éléments volatiles (pour la gravure du niobium, NbF_5^-). Ce groupe est également équipé d'un laser pour déterminer les arrêts de gravure par mesure de réflectivité. L'Alcatel GIR 100 installé dans la salle blanche du LCP dispose de SF_6 comme gaz actif, qui permet la gravure du silicium, niobium, titane et de leurs composés nitrurés (voir tableau 4.5). Par contre, l'absence de composés chlorés (par exemple CF_4) interdit la gravure de l'aluminium.

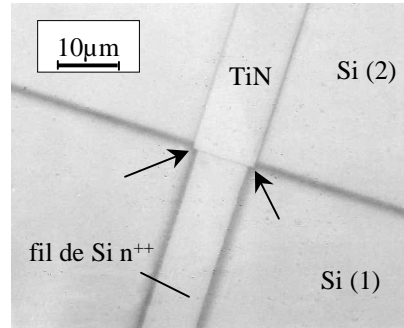
4.6. Fabrication de structures SININ métalliques

Matériau	Débit O_2 (<i>sccm</i>)	Débit SF_6 (<i>sccm</i>)	Pression (<i>Pa</i>)	Vitesse de gravure (<i>nm.min⁻¹</i>)
Niobium	4	36	1.5	50
TiN	4	36	1.5	42
Silicium	4	36	1.5	550
Résine	4	36	1.5	150

Tableau 4.5 – *Paramètres de gravure de différents matériaux par gravure ionique réactive. Les débits sont donnés en sccm (standard cm³ minute). Toutes les gravures sont effectuées avec une puissance de 30W. Tout traitement est précédé d'un nettoyage de la chambre de 10 minutes sous un débit de 25sccm d'oxygène, une pression de 2.5Pa et une puissance de 100W.*

On constate que la résine est fortement gravée par cette technique. L'oxygène est introduit pour détruire les polymères résiduels ainsi créés et éviter leur redépôt. Enfin, on peut noter la grande différence de vitesse de gravure du silicium par rapport au nitrure de titane. Il sera alors très difficile d'éviter la consommation d'une épaisseur non négligeable de silicium lors de la gravure d'un film de TiN. De plus, sous atmosphère de SF_6 , la gravure du silicium est légèrement anisotrope [152], ce qui se traduit par une gravure du silicium sous le film de nitrure de titane (voir photographie 4.6).

Figure 4.6 – *Photographie optique d'un contact TiN/Si de 10 μ m de large et du fil de silicium adjoint. On distingue deux zones de silicium: Si(1) qui a été gravé pendant toute l'opération et Si(2) qui fut dans un premier temps protégé par le nitrure de titane. On note que le silicium a été gravé sous le film de TiN (visible aux coins du film de ce dernier - voir flèches).*



4.6 Fabrication de structures SININ métalliques

La fabrication des structures à double barrière se fait à l'aide du jeu de masques 'Simon' dessiné par François Lefloch et moi-même. Ce jeu de masques comporte cinq niveaux et est conçu pour une technologie 3 pouces.

Il possède soixante-quatre puces, dont la moitié définit des géométries ‘jonctions’ (voir photographie 4.8). Il existe également deux ‘puces technologiques’, une au centre, l’autre sur les flancs, qui permettent de caractériser les hauteurs des dépôts et des gravures après chaque étape.

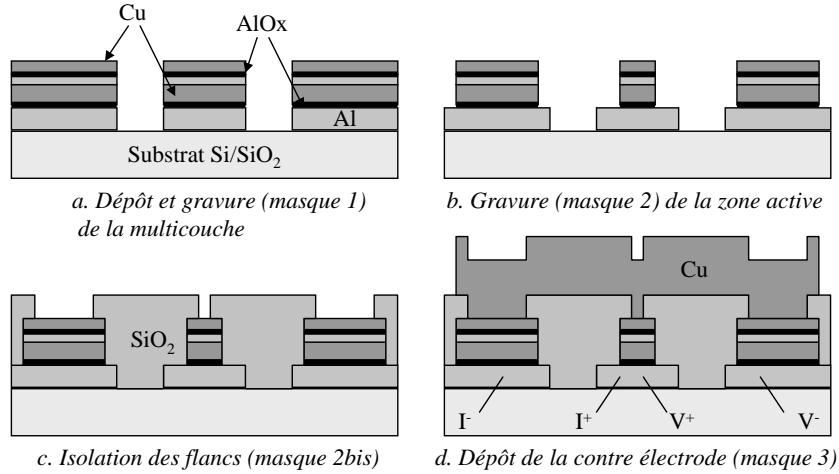


Figure 4.7 – Coupe schématique représentant les différentes étapes de la fabrication d’une structure verticale SININ.

Dans un premier temps, on dépose la multicouche $Al - AlOx/Cu/Al - AlOx/Cu$ in situ sans casser le vide sur un substrat de Si/SiO_2 de trois pouces. Les principaux paramètres variables entre les différents échantillons sont les oxydations de l’aluminium et l’épaisseur du film intermédiaire de cuivre. La dernière couche de cuivre sert de protection à la deuxième barrière d’alumine lors de la sortie de la plaque du groupe de dépôt. La multicouche est ensuite gravée par bombardement ionique selon le motif du masque 1, qui définit l’électrode de base (voir figure 4.7a), puis selon celui du masque 2, qui définit l’aire de la jonction (voir figure 4.7b). Ensuite, les flancs sont isolés par dépôt et lift-off de silice, avec ouverture d’un via (voir figure 4.7c). La contre-électrode de cuivre est déposée et gravée par bombardement ionique (voir figure 4.7d). La position de la coupe schématique de la figure 4.7 est indiquée sur la figure 4.8a. Enfin, des contacts $Ti(10nm)/Au(100nm)$ sont déposés par lift-off sur les plots (situés aux extrémités des films d’électrode de base - voir figure 4.8a) pour permettre la soudure par ultrasons de fils d’or.

Il existe deux types de jonctions. Le premier type (dont la coupe schématique est représentée en figure 4.7d) définit une géométrie de mesure quatre

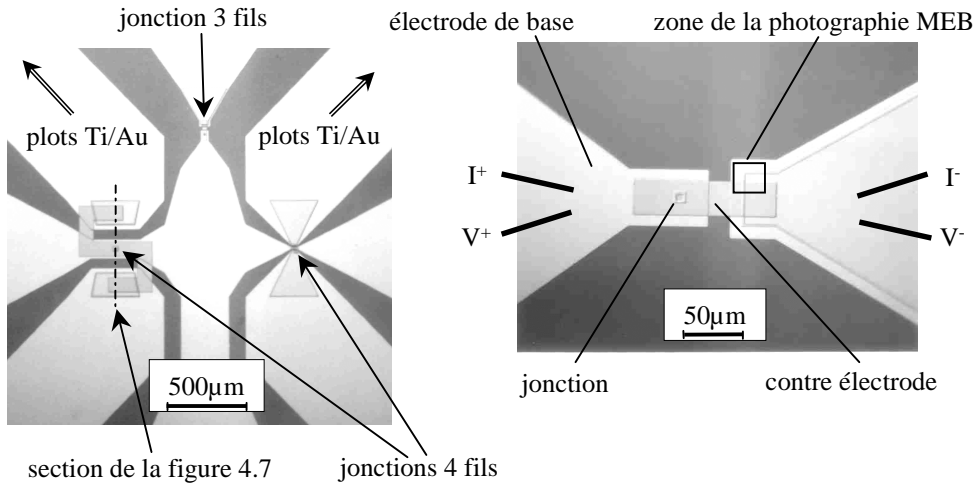


Figure 4.8 – Photographie optique d’une puce du masque Simon (gauche) et agrandissement sur une jonction $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ (droite) en mesure ‘3 fils’. La zone ‘photographie MEB’ désignée ici correspond à la figure 4.4. Les plots de titane-or sont situées aux extrémités des films des électrodes de base.

fils, deux directement par l’électrode de base, deux par la contre-électrode puis deux autres électrodes de base via les deux jonctions d’interconnexion (électrodes I^- et V^- sur la figure 4.7d). L’autre type de jonction (photographie 4.8b) ne permet qu’une mesure trois fils. On reviendra sur ce problème dans le chapitre consacré aux structures SININ.

4.7 Conclusion

On dispose dans la salle blanche du laboratoire d’un certain nombre de facilités en lithographie optique permettant à la fois la fabrication de structures planaires et verticales. Dans la suite, on utilise la première possibilité pour réaliser des systèmes $Nb/Si/Nb$ à partir de plaques de silicium fournies par le LETI. Ces structures sont similaires à celles à base de nitrure de titane déjà étudiées. La seconde possibilité donne accès à des systèmes physiques de longueurs plus faibles, car on n’est limité que par l’épaisseur de dépôt du matériau. On fabriquera ainsi des structures métalliques SININ et SNIN avec le procédé décrit dans ce chapitre.

Chapitre 5

Le contact Nb/Si

5.1 Enjeux

Le niobium est l'élément dont la température critique est la plus élevée: $T_c = 9.2K$. Il permet donc un fonctionnement de dispositif à la température de l'hélium liquide, sans autre système de refroidissement. Un des enjeux du contrôle du contact niobium sur silicium serait la réalisation d'un JOFET (JOsephson Field Effect Transistor), base d'une électronique supraconductrice à commutation très rapide. Un tel système fut pour la première fois considéré dans la fin des années 1970 par Clark et al. [153] qui démontrèrent sa faisabilité à partir de semiconducteurs $III - V$. Au milieu des années 1980, Takayanagi et al. [154, 155] sont parvenus à contrôler par une tension de grille un supercourant circulant dans une couche d'inversion $p - InAs$ placée entre deux électrodes de niobium. Peu après, le groupe de Nishino a réalisé un tel transistor dans une technologie silicium avec des électrodes en plomb [156], puis en niobium avec une largeur de grille de $0.1\mu m$ [157, 158].

Le groupe de Klapwijk à Groningen s'est également consacré à ce problème dans une géométrie verticale, à l'aide de membrane de silicium [159]. L'un des principaux problèmes dans ce genre de dispositif est l'obtention d'un bon contact Nb/Si [160]. Une barrière Schottky se forme naturellement à l'interface entre le niobium et le silicium. Celle-ci doit être minimisée. Avant le dépôt du niobium, il est également nécessaire de retirer la couche d'oxyde naturel de la surface du silicium. Plusieurs options de nettoyage sont possibles. On résume dans le tableau 5.1 les choix et les performances obtenus par les différents groupes ayant travaillé sur le sujet. On peut enfin mentionner le travail de Becker et al. [161] qui ont également étudié les contacts $Nb/Si/Nb$ et de Black et al. [162] sur des contacts Nb/Si .

Groupe	Klapwijk [159]	Nishino [157]	Becker [161]
Dopage (cm^{-3})	$p_B = 7.10^{19}$	$p_B = 5.10^{19}$	$n_P = 5.10^{19}$
Nettoyage	2% HF, 15s	chimique	10% HF
Dépôt Nb	canon à électron	pulvérisation	pulvérisation
Epaisseur (nm)	300	100	30
$L(nm)$	50	100	80
$I_c(\mu A)$	50 à T=4.2K 130 à T=1K	200 à T=4.2K	0.3 - 50 à T=4.2K

Tableau 5.1 – *Paramètres de fabrication de contacts Nb/Si rencontrés dans la littérature. L désigne la distance entre les électrodes de niobium.*

Il est à noter que Nishino et al. [158] avaient nettoyé la surface du silicium par un traitement thermique 830°C pendant 20 minutes in situ dans le groupe ultra-vide pour réaliser leur premier transistor à base de silicium.

Le but de notre étude est la réalisation et la caractérisation de contacts Nb/Si. La réalisation d'un éventuel transistor JOFET apparaît à une échéance plus lointaine et dépasse le cadre de cette thèse. Dans un premier temps, on décrira le semiconducteur utilisé, le SOI, puis les différents essais de contacts réalisés.

5.2 Le SOI

La course à la miniaturisation dans laquelle s'est lancée l'industrie de la micro-électronique depuis l'invention du premier circuit intégré en 1959 lui impose de relever de nombreux défis technologiques [163]. La loi de Moore, en projetant le taux de miniaturisation annuel, est représentative de cet effort. L'élément de base dans les circuits intégrés est le transistor MOSFET (Metal Oxide Silicon Field Effect Transistor). La miniaturisation continue de ce dispositif nécessite non seulement des longueurs de canal de plus en plus courtes, une épaisseur de grille de plus en plus faible mais également un matériau de base de moins en moins épais et au dopage parfaitement contrôlé. Ce dernier point peut être atteint à l'aide du silicium sur isolant, ou SOI (Silicon On Insulator), qui offre l'avantage de la compatibilité avec toutes les technologies silicium existantes [164].

Il existe plusieurs types de SOI différenciés par leur technique de fabrication et la qualité de la couche de silicium obtenue [164]. Le film actif de silicium peut être soit déposé directement sur le substrat isolant, soit séparé du substrat épais de silicium par une fine couche isolante. Dans la dernière catégorie, on distingue les procédés SIMOX, obtenu par implantation d'oxygène dans un substrat de silicium puis recuit, de collage de plaquettes (wafer

bonding) et enfin Smart Cut inventé récemment au LETI et qui constitue l'exclusivité technologique de la société SOITEC.

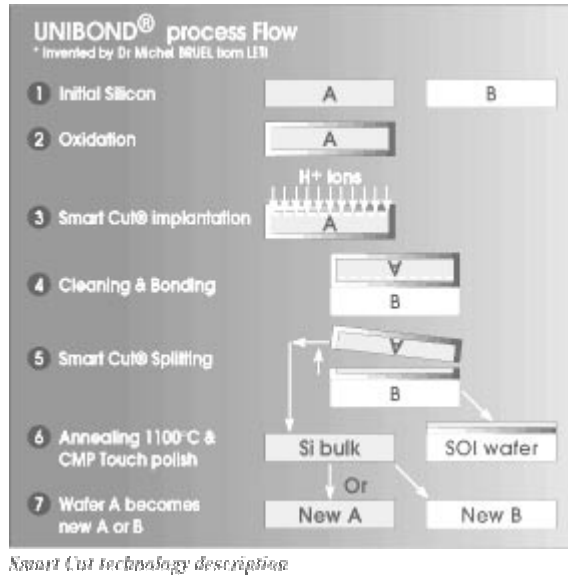


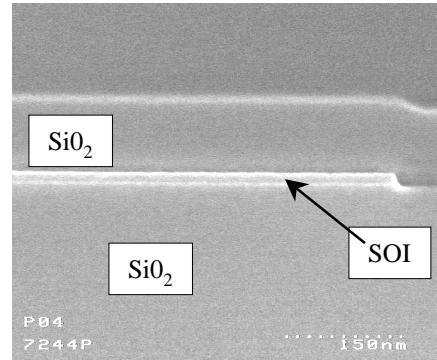
Figure 5.1 – Procédé Unibond de fabrication du SOI (d'après [165]).

Cette dernière technique est représentée sur la figure 5.1. Un substrat de silicium est tout d'abord oxydé thermiquement pour former le futur oxyde enterré. Des ions H^+ sont implantés à travers l'oxyde avec une dose d'environ $5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$. Un substrat de silicium est ensuite collé sur ce dernier en utilisant les forces de van der Waals. À l'aide d'une activation thermique à 500°C , un plan de clivage se crée par coalescence des microcavités induites par l'implantation des ions hydrogène. Enfin, un recuit à 1100°C et un polissage sont opérés. Le substrat nu peut être réutilisé. Ce procédé permet une production à grande échelle et à moindre coût; il est à l'origine d'un renouveau d'intérêt pour le SOI.

En fonction de la durée de l'oxydation initiale et de l'énergie d'implantation des ions hydrogène, une large gamme d'épaisseur d'oxyde enterré et de silicium peut être obtenue (de 5nm à $5\mu\text{m}$ pour le premier et de 50nm à $1.5\mu\text{m}$ pour le second). Les substrats qui nous intéressent avaient une épaisseur de silicium de 200nm et d'oxyde enterré de 100nm lors de leur fourniture au LETI par la société SOITEC. La couche de silicium est ensuite amincie par le procédé LOCOS: une oxydation pleine plaque permet de ramener l'épaisseur du silicium à 80nm et enfin une oxydation localisée permet encore de réduire cette épaisseur aux environs de 15nm pour définir les zones actives.

Les zones non concernées par cette seconde oxydation gardent une épaisseur de $80nm$ et définissent les plots de contact. Les plots (zones d'épaisseur $80nm$) sont ensuite dopés par implantation de phosphore à $30keV$, $2 \cdot 10^{15}cm^{-2}$, puis l'oxyde est retiré par gravure humide. Un oxyde de protection de $4.5nm$ est formé et les zones actives sont dopées à l'arsenic à $8keV$, $2 \cdot 10^{14}cm^{-2}$. Après le retrait de l'oxyde de protection, la plaque est recuite à $950^{\circ}C$ pendant $15s$ (plaque 04 du lot 7244P). L'ensemble est enfin encapsulé dans un oxyde de protection (voir photographie MEB de la figure 5.2).

Figure 5.2 – Coupe en photographie MEB (électrons secondaires) d'un film mince de $15nm$ de SOI encapsulé. Photographie fournie par D. Mariolle (CEA/LETI).



5.3 Caractérisation du SOI

Pour caractériser le silicium sur isolant fourni par le Leti, nous avons procédé à deux types de mesure: mesure de résistivité (pour déduire la résistance par carré et la longueur de cohérence de phase) et mesure d'effet Hall (pour déduire la densité de porteurs) [166].

En 1958, van der Pauw a défini une méthode de mesure de résistivité d'échantillons fins et uniformes connectés à quatre contacts ohmiques placés à la périphérie [167]. Il démontra l'existence de deux résistances caractéristiques R_A et R_B (voir figure 5.3) reliées à la résistance par carré R_{\square} du matériau étudié:

$$e^{-\pi R_A/R_{\square}} + e^{-\pi R_B/R_{\square}} = 1 \quad (5.1)$$

La résolution numérique de cette équation conduit directement à R_{\square} . Cependant, ces définitions sont insuffisantes pour tenir compte d'une éventuelle asymétrie expérimentale des contacts. On redéfinit les résistances caractéristiques selon: $R_A = (R_{21,34} + R_{12,43} + R_{43,21} + R_{34,21})/4$ et $R_B = (R_{32,41} + R_{23,14} + R_{14,23} + R_{41,32})/4$, les résistances $R_{ij,kl}$ étant le rapport de la tension mesurée entre les points k et l , le courant étant injecté entre i et

j. La résistivité est simplement déduite de la résistance par carré $\rho = R_{\square} \times d$ avec d épaisseur du matériau.

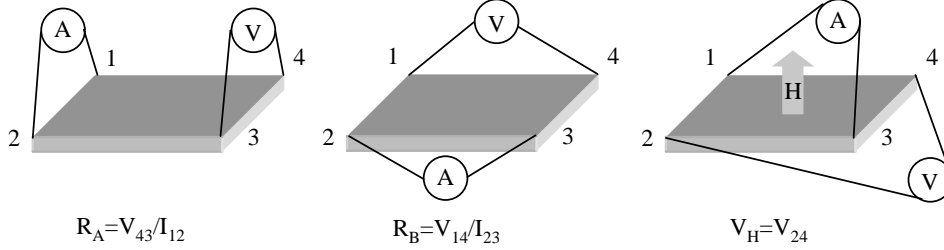


Figure 5.3 – Principe de mesure de résistivité et de Hall par la méthode van der Pauw. Idéalement, la donnée des résistances R_A et R_B conduit à la résistance par carré R_{\square} du matériau, et la donnée de V_{24} à la tension de Hall V_H . Expérimentalement, il est nécessaire de mesurer sous plusieurs configurations (permutation des contacts, champ positif et négatif...) pour éliminer l'asymétrie des contacts (voir [166] pour une description plus détaillée de la méthode).

Une mesure de Hall permet de déterminer la densité de porteurs dans le matériau étudié en mesurant la tension de Hall V_H (voir figure 5.3). Il est possible d'utiliser la même géométrie d'échantillon que pour la mesure de résistivité [168]. Dans certaines limites, la tension de Hall est simplement proportionnelle au champ appliqué et il est possible alors de déduire la densité surfacique de porteurs et la nature des porteurs de charge:

$$n_s = \frac{IB}{q|V_H|} \quad (5.2)$$

avec B le champ magnétique appliqué, I le courant injecté et $q = \pm e$ la charge des porteurs. Expérimentalement, il est préférable de mesurer la tension de Hall dans plusieurs configurations. On peut déduire la densité volumique de porteurs $n = n_s/d$ puis enfin la mobilité de Hall du matériau:

$$\mu = \frac{1}{qn_s R_{\square}} \quad (5.3)$$

Nous avons procédé aux mesures de résistivité et de Hall d'un film mince de SOI ($d = 15nm$) à différentes températures ($T = 90mK$, $4K$ et $300K$ pour la résistivité et $T = 90mK$ et $4K$ pour les mesures de Hall - voir figures

5.4 et 5.6 et photographie de l'échantillon 5.5). Les résultats sont résumés dans le tableau 5.2. Des mesures de résistivité sous champ magnétique, on a déduit la longueur de cohérence de phase (voir chapitre sur les contacts TiN/Si et figure 5.4).

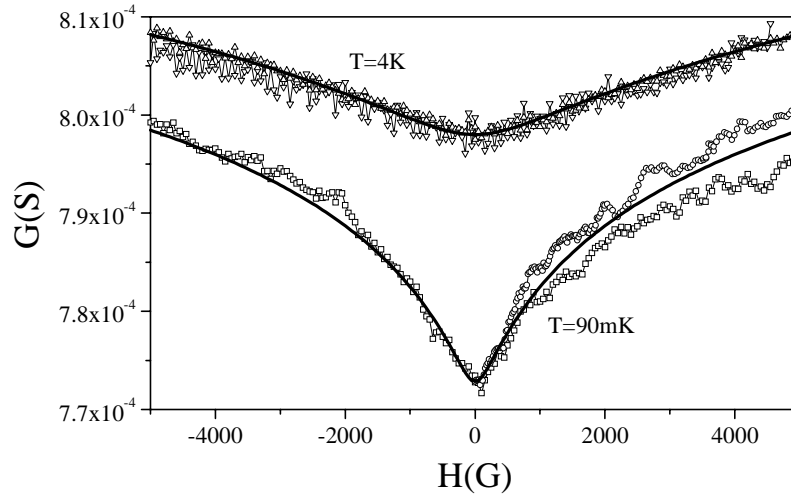
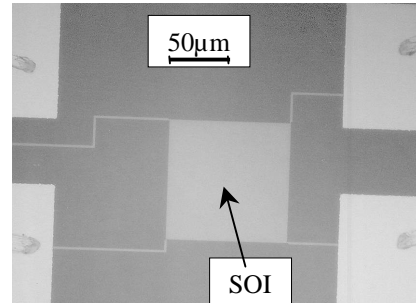


Figure 5.4 – Magnétoconductance à $T = 90mK$ et $T = 4K$ d'un film de SOI d'épaisseur $15nm$ pour deux configurations de mesure et ajustements respectifs selon la théorie d'Altshuler et al. [141]. On déduit les longueurs de cohérence de phase $L_\varphi(T = 90mK) = 130nm$ et $L_\varphi(T = 4K) = 60nm$.

Figure 5.5 – Photographie optique d'un échantillon de SOI $15nm$ en géométrie Van der Pauw ($100 \times 100\mu m^2$). La dissymétrie entre les contacts contraint à mesurer plusieurs configurations.



On constate que le SOI avec le dopage considéré reste toujours métallique, avec cependant une légère remontée de la résistance aux plus basses températures. A $T = 4K$, Alexander et al.[139] indique pour le silicium

massif les équivalences densité volumique de porteurs-résistivité suivantes: $n = 3.2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et $\rho = 7 \cdot 10^{-6} \Omega.m$, $n = 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et $\rho = 1.9 \cdot 10^{-5} \Omega.m$. On constate donc un léger désaccord entre le SOI très mince et le silicium massif. L'accord est assez bon à température ambiante, puisque Sze [18] indique $n = 3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et $\rho = 2 \cdot 10^{-5} \Omega.m$ ainsi qu'une mobilité $\mu = 100 \text{cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ à $n = 10^{19} \text{cm}^{-3}$ dans la mesure où on peut extrapoler nos mesures. On note également le désaccord avec le silicium massif étudié pour les contacts TiN/Si qui avait un dopage proche du SOI considéré ici (voir tableau 3.1). On peut considérer que le SOI et le silicium massif dégénéré diffèrent essentiellement à basse température. On remarque enfin que la densité d'états varie de 40% alors que la résistivité ne varie que de 3%. Cela est vraisemblablement une signature des interactions électron-électron.

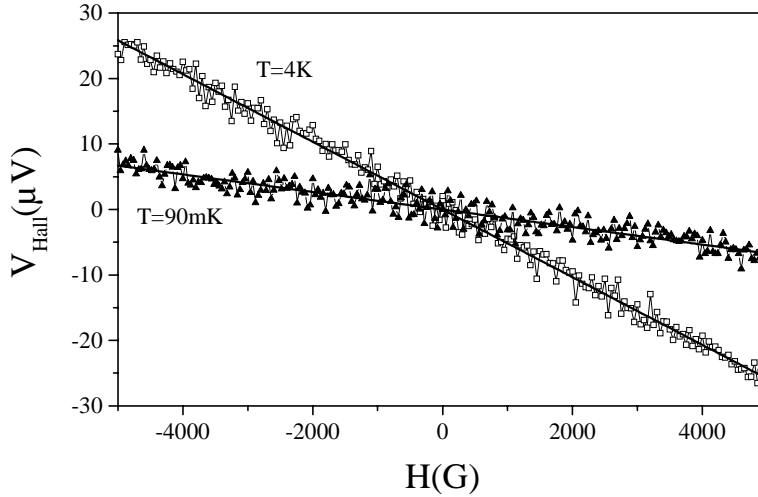


Figure 5.6 – *Tension de Hall en fonction du champ magnétique à $T = 90mK$ ($I = 1\mu A$) et $T = 4K$ ($I = 5\mu A$) dans une configuration de mesure. Les ajustements linéaires conduisent à des densités surfaciques de porteurs $n_s(T = 90mK) = 2.9 \cdot 10^{17} m^{-2}$ et $n_s(T = 4K) = 4.8 \cdot 10^{17} m^{-2}$.*

Par analogie avec le travail effectué sur le silicium massif étudié pour les contacts TiN/Si , on peut déterminer les caractéristiques physiques du SOI à basse température en utilisant un modèle d'électrons libres (voir tableau 5.3). On remarque que le matériau est assez près de la transition métal-isolant: les produits $k_F \ell$ valent respectivement 2 et 2.25 à $T = 4K$ et $T = 90mK$. De plus, le libre parcours moyen est proche de la distance entre dopants ($n_e^{-1/3}(T = 4K) = 3.1nm$ et $n_e^{-1/3}(T = 90mK) = 3.7nm$).

$T(K)$	$R_{\square}(\Omega)$	$\rho(\Omega.m)$	$n(cm^{-3})$	$\mu(cm^2.V^{-1}.s^{-1})$	$L_{\varphi}(nm)$
0.09	1294	$1.94 \cdot 10^{-5}$	$1.9 \cdot 10^{19}$	167	130
4	1253	$1.88 \cdot 10^{-5}$	$3.2 \cdot 10^{19}$	104	60
300	1776	$2.66 \cdot 10^{-5}$	-	-	-

Tableau 5.2 – *Résumé des mesures de résistivité et de Hall sur un film mince de SOI 15nm à différentes températures.*

Enfin, on estime le temps de cohérence de phase [143]:

$$\frac{\hbar}{\tau_{\phi}(2D)} = k_b T \frac{e^2}{h} R_{\square} \ln\left(\frac{h}{2e^2 R_{\square}}\right) \quad (5.4)$$

Les valeurs sont indiquées dans le tableau 5.3. On remarque le très bon accord avec la théorie à $T = 4K$. Par contre, à plus basse température, le temps de cohérence de phase est très inférieur à celui attendu.

$T(K)$	$k_F(m^{-1})$	$\ell(nm)$	$D(m^2.s^{-1})$	$\tau_{\varphi}(ns)$ (exp.)	$\tau_{\varphi}(ps)$ [143]
0.09	$4.5 \cdot 10^8$	5	$2.7 \cdot 10^{-4}$	62	730
4	$5.4 \cdot 10^8$	3.7	$2.4 \cdot 10^{-4}$	15	17

Tableau 5.3 – *Caractéristiques physiques d'un film de SOI mince à basse température.*

Pour finir, on compare le temps de cohérence de phase dans le SOI mince aux valeurs déjà mentionnées dans le silicium massif (voir chapitre sur les contacts *TiN/Si* et figure 5.7). Le temps de cohérence de phase est toujours inférieur dans le SOI et, dans la limite de nos résultats, l'écart est d'autant plus net à basse température. Le SOI est un matériau dont les propriétés à basse température sont peu connues. De plus, dans les conditions étudiées, il est proche de la transition métal/isolant ($k_k \ell \simeq 2$). Les théories de la localisation faible citées plus haut sont essentiellement valables dans le régime métallique. Les écarts observés sont peut être dus à cette proximité. Des études complémentaires sont évidemment à mener.

5.4 Caractérisation de contacts *Nb/Si*

Les échantillons présentés ici ont été fabriqués à partir de couches de SOI d'épaisseur 80nm fournies par le LETI. Le tableau 5.4 reporte les propriétés de ce matériau à température ambiante. On constate que ses propriétés sont très proches du silicium dopé massif étudié pour les contacts *TiN/Si*.

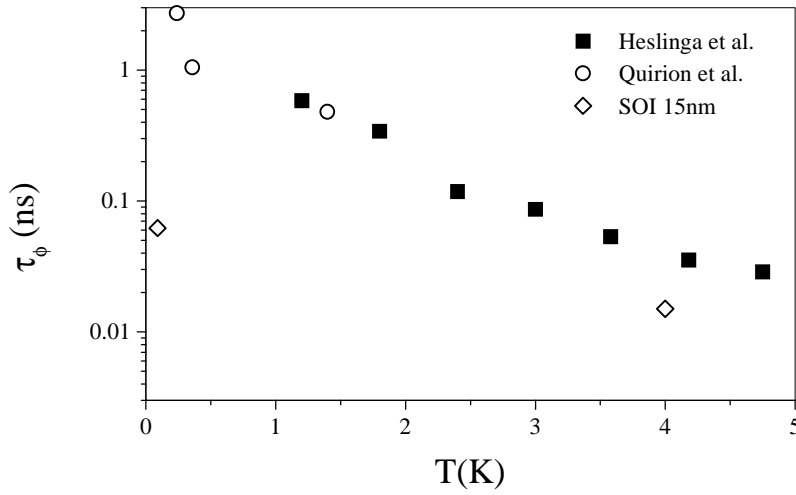


Figure 5.7 – Comparaison des temps de cohérence de phase dans le silicium massif dopé $2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ (d'après Heslinga et al.[142] et nos données) et le SOI mince (15nm) étudié dans ce chapitre. On constate que le temps de cohérence de phase dans le SOI est environ un ordre de grandeur inférieur à celui dans le silicium massif.

$d_{Si:P}$ (nm)	n_e (cm^{-3})	k_F (m^{-1})	ρ ($\mu\Omega.\text{cm}$)	ℓ_e (nm)	D ($\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$)
80	10^{20}	$7.9 \cdot 10^8$	320	10	9.3

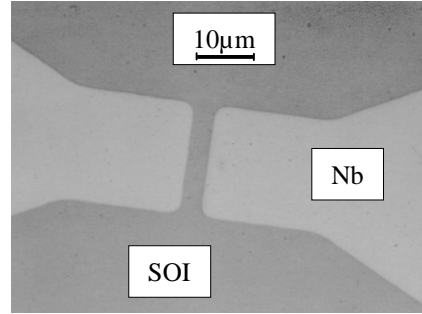
Tableau 5.4 – Paramètres physiques du SOI 80nm à température ambiante.

Nous avons commencé par définir les motifs en résine négative par lithographie optique. Nous avons choisi un procédé de lift-off afin de ne pas abîmer le silicium entre les deux plots de niobium par une étape de gravure (on a déjà indiqué la grande différence de vitesse de gravure entre le silicium et le niobium dans notre groupe de RIE). Comme on l'a remarqué en introduction, l'état de surface du silicium avant le dépôt du niobium est primordial pour l'obtention d'un bon contact. A la lecture du tableau 5.1, on constate immédiatement que les dimensions atteintes en lithographie optique ne permettront pas l'observation d'un supercourant. Cependant, dans un premier temps, elle donnera des indications sur la qualité de l'interface.

Nous avons décidé d'explorer les deux voies offertes pour le nettoyage de la surface du silicium: plasma d'argon et nettoyage par acide fluorhydrique. Les paramètres des trois séries d'échantillons fabriquées sont résumés dans le tableau 5.5. Les nombres (i) et (ii) qualifient deux échantillons sur une

même puce, issus donc du même substrat et ayant subi exactement le même traitement. Seuls diffèrent entre eux les dimensions. Le niobium a ensuite été déposé par pulvérisation cathodique dans les conditions indiquées au chapitre consacré aux techniques de salle blanche (voir photographie 5.8).

Figure 5.8 – Photographie optique du contact planaire Nb/SOI/Nb Nabu (i) de dimensions $3.5 \times 18.9 \mu m^2$.



Nous avons tout d'abord réalisé les caractéristiques courant-tension des structures Nb/Si/Nb à température ambiante (voir figure 5.9). Pour comparaison, on a également mesuré un échantillon de TiN/Si de dimensions $1 \times 10 \mu m^2$. On se rend immédiatement compte de l'importance du traitement de surface du silicium avant dépôt du niobium. Les échantillons ayant subi un plasma d'argon présentent un comportement redresseur alors que ceux ayant été nettoyés à l'acide fluorhydrique sont ohmiques. Les courbes présentées sont brutes et sont la somme des résistances des deux interfaces et du silicium compris entre celles-ci. On n'a pas tenté de les exploiter plus avant, car il existe une grande inhomogénéité entre deux interfaces sur une même échantillon. Ceci s'observe à plus basse température.

Nom	Nabu	Neben	Sibélius
Silicium	SOI 80nm	SOI 80nm	SOI 80nm
Nettoyage Si	HF 2% 60s	Plasma 35W 60s	Plasma 50W 300s
Epaisseur Nb (nm)	90	100	100
Dimensions (μm^2)	(i) 3.5×18.9 (ii) 2.5×8.8	(i) 3.75×40 (ii) 2.5×20	2.5×19.5
G_{NN} (S) ($T < 100mK$)	(i) $6.2 \cdot 10^{-4}$ (ii) $5.6 \cdot 10^{-3}$	(i) $1.5 \cdot 10^{-4}$ (ii) $7.5 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$

Tableau 5.5 – Paramètres de fabrication des échantillons présentés dans ce chapitre.

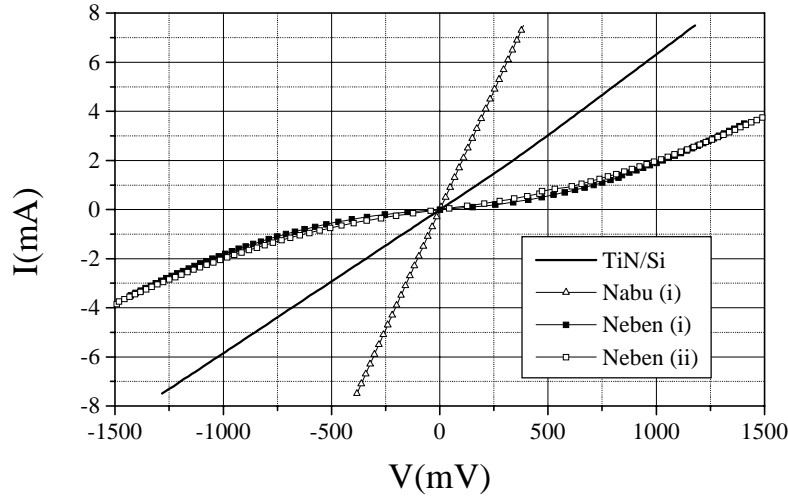


Figure 5.9 – *Caractéristiques courant-tension à $T=300K$ de différentes structures $Nb/Si/Nb$. Les courbes présentées tiennent compte du silicium entre les deux interfaces.*

La figure 5.10 présente les caractéristiques de divers systèmes $Nb/Si/Nb$ à très basse température ($T < 100mK$). On constate que trois échantillons (Nabu (i), Neben (i) et Sibélius) ont un comportement attendu dans une jonction SIN seule. Le pic de conductance se trouve au gap du niobium ($\Delta(Nb) = 1.15meV$) avec des ‘ailettes’ marquées. Dans les deux derniers échantillons, Nabu (ii) et Neben (ii), le creusement du gap s’étend une gamme de tension bien supérieure, le maximum étant atteint dans Nabu (ii) (voir insert de la figure 5.10) où celle-ci s’étale sur environ $20mV$.

On conclut de ces différentes observations que les échantillons fabriqués sont très inhomogènes, même sur une seule plaque. Dans Nabu (i) et Neben (i), l’anomalie due à la supraconductivité s’étend exactement sur le gap du niobium: ceci montre que la chute de tension s’effectue sur une seule interface, dont la résistance domine. La présence d’ailettes indique que les effets de chauffage sont négligeables. Contrairement aux systèmes TiN/Si , le niobium est déposé sur une couche infinie de silicium. La puissance électrique peut se dissiper à travers ce dernier, qui constitue en quelque sorte un puits de chaleur. Nabu (ii) et Neben (ii) sont moins résistants que leurs voisins Nabu (i) et Neben (i). Il est probable que dans Neben (ii) les deux interfaces soient assez équivalentes. Dans Nabu (ii), les deux interfaces sont vraisemblablement

d'assez bonne qualité et une chute de potentiel appréciable s'effectue dans le silicium, dont la résistance n'est alors plus négligeable devant celle des interfaces. Enfin, on suppose que le plasma appliqué à Sibélius est excessif et que le silicium a été abîmé au-delà de la gravure de la silice par ce traitement. Le dopage à l'interface pourrait être diminué. Il se formerait alors une zone déplétée entre le silicium et le niobium.

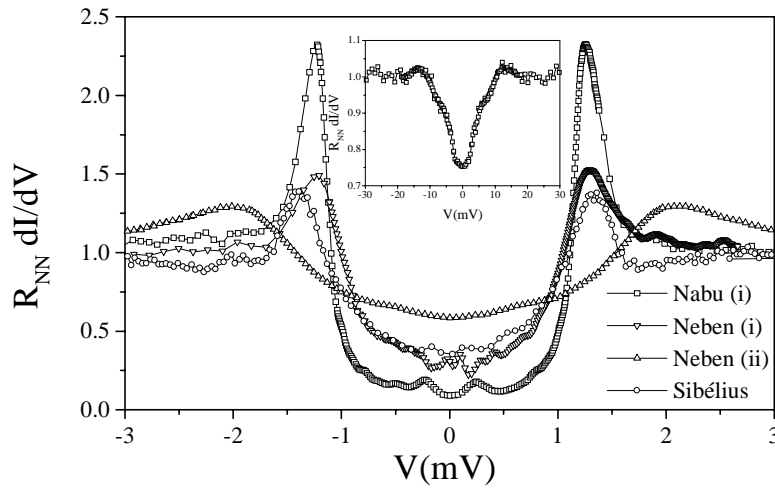


Figure 5.10 – *Caractéristiques conductance différentielle en fonction de la tension à $T < 100\text{mK}$ de différents échantillons Nb/Si/Nb. Insert: même caractéristique à $T < 100\text{mK}$ de l'échantillon Nabu (ii). On constate que l'anomalie due à la supraconductivité se développe sur une gamme de tension beaucoup plus large.*

Les deux types de traitements de surface (plasma argon et nettoyage chimique) sont effectués sur l'ensemble de l'échantillon et il paraît difficile d'expliquer les inhomogénéités entre deux échantillons issus d'un même substrat. Les nettoyages réalisés semblent insuffisants ou trop importants, inadaptés dans tous les cas.

Les trois échantillons ayant des caractéristiques tunnel présentent une anomalie de conductance à faible tension. Celle-ci est particulièrement marquée sur Nabu (i). L'étude approfondie de cette anomalie va nous apporter des informations supplémentaires sur les contacts Nb/Si fabriqués.

5.5 Transport à travers un isolant désordonné

On a commencé par estimer les paramètres du contacts Nb/Si en ajustant la caractéristique $G(V)$ expérimentale avec le modèle BTK [64]. On obtient un excellent accord avec les paramètres suivants: $T = 100mK$, $\Delta = 1.2meV$, $\mathcal{T} = 0.1$, $\Gamma_s = 0.06\Delta$ et $G_{NN} = 6.2 \cdot 10^{-4}S$. La température $T = 100mK$ a été utilisée dans l'ajustement pour des raisons de stabilité numérique. Cependant, la dépendance en température de la conductance expérimentale est modérée entre $100mK$ et $35mK$ et aucune différence notable n'est attendue entre ces deux températures. La transparence est assez faible et correspond au rapport entre la conductance sous-gap et la conductance normale. L'amortissement dans le supraconducteur est modéré et ne limite pas la conductance à bias nul. Par contre, il rend compte du lissage du pic de conductance au gap du niobium.

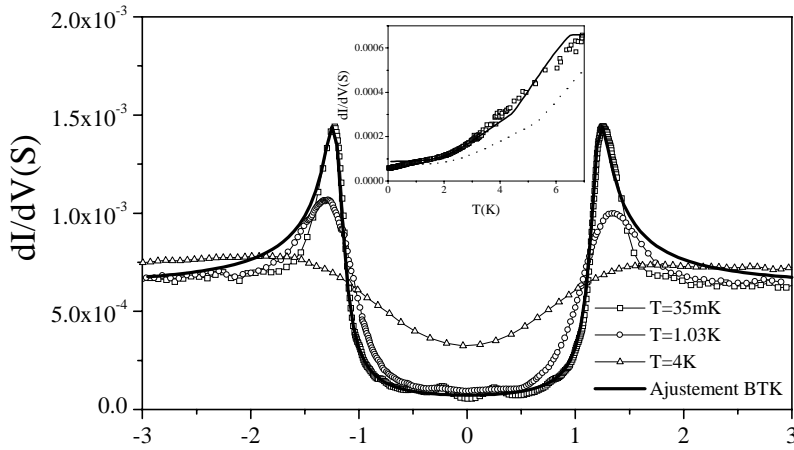


Figure 5.11 – Caractéristiques conductance différentielle en fonction de la tension de l'échantillon Nabu (i) à différentes températures et ajustement selon le modèle BTK [64]. Les paramètres utilisés sont: $T = 100mK$, $\Delta = 1.2meV$, $\mathcal{T} = 0.1$, $\Gamma_s = 0.06\Delta$ et $G_{NN} = 6.2 \cdot 10^{-4}S$. Insert: dépendance en température de la conductance à tensions nulle et ajustement selon les paramètres utilisés pour la caractéristique $G(V)$ (courbe en pointillés) et meilleur ajustement obtenu (courbe pleine). Les paramètres sont alors: $\Delta = 1meV$, $\mathcal{T} = 0.2$, $\Gamma_s = 0.01\Delta$ et $G_{NN} = 6.6 \cdot 10^{-4}S$.

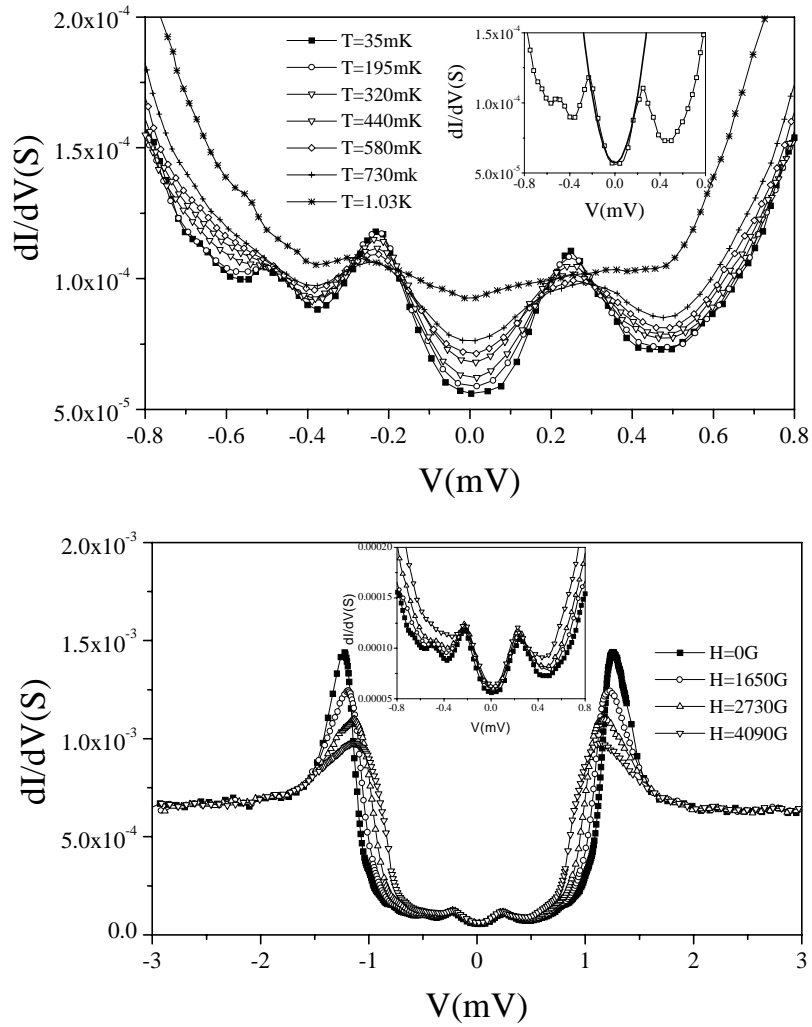


Figure 5.12 – Variation de l'anomalie à faible tension de l'échantillon Nabu (i) pour différentes températures (haut) et en champ magnétique prallèle à l'interface (bas). Ces dernières mesures ont été interrompues par un bouchage de la dilution. Insert (haut): ajustement parabolique selon le modèle proposé par Aleiner et al. [169]: $G(S) = 5.7 \cdot 10^{-5} + 1.2 \cdot 10^{-3} V^2(\text{mV})$.

On a également tenté d'ajuster la dépendance en température de la conductance différentielle à tension nulle. Les paramètres utilisés précédemment ne donnent qu'un accord très relatif (voir insert figure 5.11). Un meilleur ajustement est obtenu avec: $\Delta = 1\text{meV}$, $\mathcal{T} = 0.2$, $\Gamma_s = 0.01\Delta$ et $G_{NN} = 6.6 \cdot 10^{-4} S$. Les courbes théoriques marquent un décrochement aux environs de

$4 - 5K$ à cause du raccord de la dépendance du gap en température utilisée: $\Delta(T) = \Delta_0$ pour $t < 0.38$ et $\Delta(T) = 1.74\Delta_0\sqrt{1 - T/T_c}$ pour $t > 0.38$, avec $t = k_B T / e\Delta_0$ la température réduite¹. Contrairement aux contacts TiN/Si , on accorde une plus grande confiance à l'ajustement de la caractéristique $G(V)$ pour plusieurs raisons: les effets de chauffage sont ici négligeables; à tension nulle, une anomalie en conductance dont ne rend pas compte de la théorie BTK se développe; enfin, la conductance normale varie entre $4K$ et les plus basses températures, ce dont on n'a pas essayé de rendre compte dans les ajustements (voir figure 5.11).

Il est possible à partir de ces paramètres de déterminer les caractéristiques du système. On obtient une résistance de barrière $R_b = R_Q(\lambda_F/2)^2/\mathcal{T} \simeq 2\Omega.\mu m^2$ en prenant pour le silicium les valeurs du tableau 5.4 (à savoir $\lambda_F = 4nm$). Il paraît difficile de justifier une résistance normale de 1600Ω avec une résistance de barrière aussi faible. De plus, si on essaie de déterminer la résistance par carré du silicium sous l'interface comme on l'a déjà fait pour les contacts TiN/Si , on aboutit à une valeur démesurément élevée ($R_{\square}^* = R_{NN}^2 w^2 / R_b = 16M\Omega$). Ces estimations indiquent au minimum la présence d'une forte zone désordonnée sous l'interface.

On a étudié plus précisément l'anomalie en fonction de la température et du champ magnétique (voir figure 5.12). On déduit une température caractéristique d'environ $1K$ et une échelle de champ supérieure à $0.4T$. On constate que l'anomalie est anormalement robuste en température pour une anomalie à faible tension. Le gap commence à se déprécier avant que celle-ci n'ait disparu. Malheureusement, les mesures en champ magnétique ont été interrompues par un bouchage de la dilution. Au refroidissement, l'anomalie avait bougé et le paysage en conductance sous-gap était fortement modifié, alors qu'à une échelle plus large, les caractéristiques sont semblables (voir figure 5.13). Toutes ces observations nous amènent à conclure qu'un transport résonant à travers un défaut structural, par un processus de type Frenkel-Poole (voir figure 1.2), peut expliquer l'anomalie observée à faible tension. Le réchauffement à la température ambiante aurait eu pour conséquence de modifier la distribution favorable des défauts dans Nabu (i) qui conduisait à une anomalie plus prononcée que dans les autres échantillons.

Aleiner et al.[169] ont étudié le transport dans des structures métal normal/semiconducteur très désordonné/supraconducteur. Le processus considéré est très proche de celui de Frenkel-Poole. Dans ce type de transport, les électrons traversent l'interface en passant par un site ou défaut. Si ce dernier est situé exactement au centre de l'isolant et à l'énergie de Fermi, le processus est résonant. La probabilité de transmission dépend exponentiellement de

1. La valeur 0.38 provient de l'intersection de ces deux lois en $(1 - 1/1.74^2)/1.76 = 0.38$.

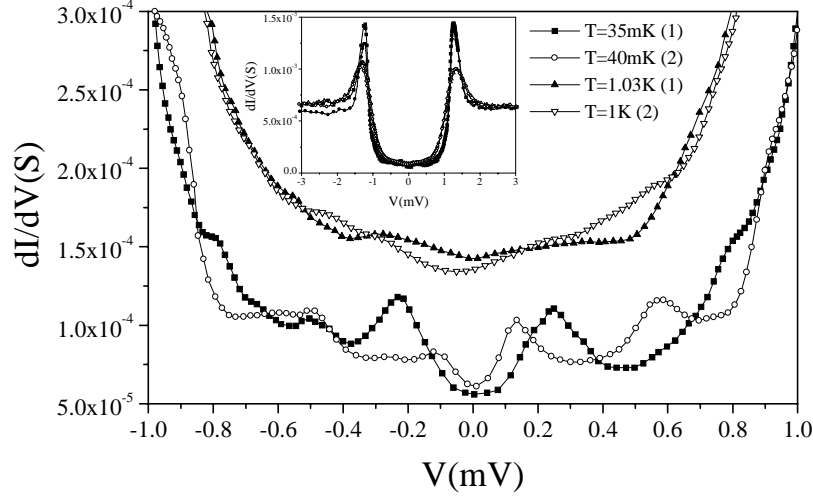


Figure 5.13 – *Comparaison des caractéristiques conductance-tension de l'échantillon Nabu (i) avant (1) et après réchauffage à température ambiante (2). Les courbes à $T = 4K$ ont été décalées de $5 \cdot 10^{-5} S$ pour la clarté. Insert: mêmes courbes dans une gamme de tension plus large.*

la longueur de la région désordonnée et la conductance est proportionnelle à la concentration de tels sites. Aux énergies inférieures au gap du supraconducteur, les électrons pénètrent dans le supraconducteur par la réflexion d'Andreev. Les sites permettant le passage des électrons un à un acceptent dans certaines limites les paires d'Andreev. Ceci conduit à une anomalie à tension finie en conductance (voir figure 5.14).

A faible tension, la conductance a une dépendance parabolique:

$$G_{NS}(V) = G_N \left[0.027 + 0.049 \left(\frac{eV}{\Gamma} \right)^2 \right] \quad (5.5)$$

pour $eV \ll \Gamma$, où Γ désigne la largeur en énergie de l'impureté et G_N la conductance en l'absence de supraconducteur. Au-delà de Γ , la conductance est inversement proportionnelle à la tension appliquée. Nous avons ajusté l'anomalie observée expérimentalement avec la formule précédente. On obtient: $G(S) = 5.7 \cdot 10^{-5} + 1.2 \cdot 10^{-3} V^2 (mV)$ (voir insert de la figure 5.12). On déduit $G_N = 2.1 \cdot 10^{-4} S$ et $\Gamma = 93 \mu eV$, ce qui donne une température caractéristique de l'effet d'environ $1K$. On avait constaté expérimentalement que l'anomalie disparaissait à cette température (voir figure 5.12). Ce type

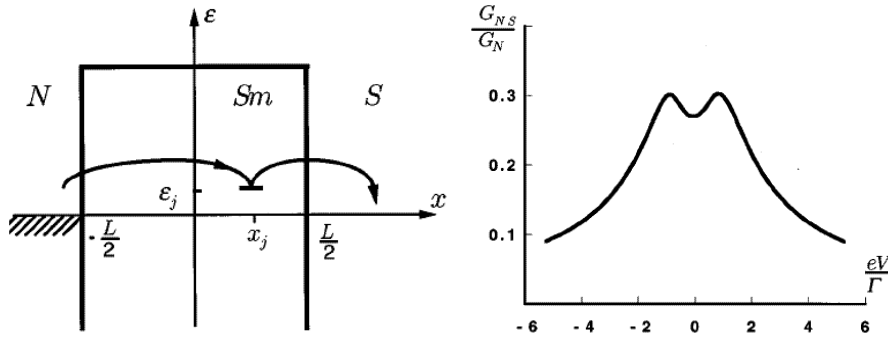


Figure 5.14 – *Processus de transport résonant considéré par Aleiner et al.[169] (Sm désigne un semiconducteur très désordonné) et anomalie de conductance prévue par ce modèle. Des processus à plusieurs sites sont également possibles.*

de processus est également robuste en champ magnétique. Il est difficile de déterminer les autres paramètres de cette théorie, comme la concentration de défauts..., car on ne connaît pas l'épaisseur de la zone désordonnée.

La largeur de l'anomalie n'est pas négligeable face au gap du niobium (environ 10%), ce qui explique probablement qu'on observe peu la diminution de la conductance aux énergies supérieures à Γ .

Les traitements de surface appliqués au silicium avant le dépôt du niobium semblent donc induire une zone fortement désordonnée à l'interface avec le niobium. Il se développe une anomalie en conductance qui indique un transport résonant à travers celle-ci. Cette zone désordonnée est un avatar incontrôlé qui n'apparaît pas sur tous les échantillons. Ces remarques sont à rapprocher du travail de Mahamuni et al. [170]. Ils ont constaté par spectroscopie d'électrons Auger que la croissance du niobium sur une couche de silicium dépend de l'état de surface du silicium avant dépôt. Si le silicium ne subit qu'un traitement thermique, aucune formation de siliciure $NbSi_x$ n'est à signaler. Par contre, en nettoyant la surface par plasma, un siliciure se forme sur les premières couches atomiques. Ainsi, l'état métallurgique de l'interface dépend du traitement de surface précédant le dépôt.

L'objectif était de réaliser une interface de bonne qualité et l'étude précédente montre que la présence de cette zone est synonyme d'un mauvais contact. Il serait intéressant d'effectuer des recuits thermiques pour au minimum tenter de la stabiliser aux cycles thermiques et peut-être la réduire en réorganisant le silicium traumatisé par le traitement de surface.

5.6 Conclusion et perspectives

On a constaté au cours de ce chapitre toute la difficulté que représente la réalisation d'un bon contact entre un semiconducteur et un métal. Les structures Nb/Si obtenues ne sont pas stables en température, présentent des anomalies en conductance vraisemblablement dues à une zone fortement désordonnée sous l'interface. Des traitements thermiques sont certainement nécessaires pour stabiliser la structure.

Les échantillons TiN/Si étudiés au chapitre 3 bénéficiaient de toute l'expérience du LETI. Ces contacts étaient ohmiques, stables aux cyclages thermiques. Ils étaient trop résistants pour permettre le transport d'un courant Josephson entre les deux interfaces supraconductrices, mais la zone désordonnée sous l'interface permettaient la rétrodiffusion des électrons et ainsi l'observation du 'reflectionless tunneling'.

A la lueur de ces deux études, on conclut que les mesures à basse température mettent en évidence un certain nombre de caractéristiques des contacts semiconducteur/métal, dans le cas où le métal est un supraconducteur. Elles permettent de déterminer assez aisément le coefficient de transmission de l'interface, par un ajustement type BTK de la conductance différentielle en fonction de la température ou de la tension. De plus, dans les deux cas, on a constaté la présence d'une région fortement désordonnée sous le métal, qui nous a permis dans le premier cas l'étude d'effets mésoscopiques intéressants ('reflectionless tunneling', chauffage électronique), mais qui dans le second cas s'est avéré nuisible à l'observation de l'effet recherché.

Chapitre 6

Etude de structures SININ

6.1 Objectifs

Au chapitre 2, nous avons vu tout l'intérêt que pouvait présenter l'étude de structures hybrides SININ (Supraconducteur/Isolant/métal Normal/ Isolant/métal Normal). En variant les différents paramètres disponibles (hauteur de chacune des barrières tunnel, épaisseur de la couche intermédiaire de métal), il est possible d'accéder à différents régimes mésoscopiques intéressants: 'reflectionless tunneling', réentrance... Dans ce chapitre, on expose les résultats obtenus dans des structures métalliques, où le supraconducteur est l'aluminium, la barrière tunnel l'alumine et le métal normal le cuivre. La fabrication de ces échantillons a déjà été décrite dans le chapitre consacré aux techniques de salle blanche.

6.2 Jonctions SIN et SININ

Dans un premier temps, nous avons comparé une jonction $Al - AlOx/Cu$ et une structure $Al - AlOx/Cu/Al - AlOx/Cu$ (voir figure 6.1 et tableau 6.1). Toutes les barrières d'alumine sont formées dans les mêmes conditions de forte oxydation. L'exposition adoptée est $1mbar \times 60min$, ce qui doit donner une transparence de barrière $\mathcal{T} = 2 \cdot 10^{-6}$ (voir chapitre consacré aux techniques de salle blanche). L'épaisseur de la couche de cuivre intermédiaire est $d = 50nm$. Les deux systèmes présentent une caractéristique hamiltonien tunnel qui reflète la densité d'états BCS du supraconducteur. On constate cependant que pour les tensions proches du gap, la courbe expérimentale s'éloigne inexplicablement de ce comportement.

On remarque la grande différence de résistance de barrière: $R_b = 280 \Omega.\mu m^2$ pour la jonction SIN et $R_b = 33 k\Omega.\mu m^2$ pour le système SININ. La simple

loi d'addition des résistances n'est pas respectée. La résistance de la jonction tunnel SIN est conforme à nos attentes, à savoir environ $R_b = 330 \Omega \cdot \mu m^2$. La très forte résistance du système à double barrière est alors difficile à comprendre. Peut-on suspecter une très forte différence d'oxydation pour une même exposition entre deux fabrications? Cela est improbable, car on verra par la suite que des systèmes à une seule barrière tunnel ne présente pas une si forte dispersion.

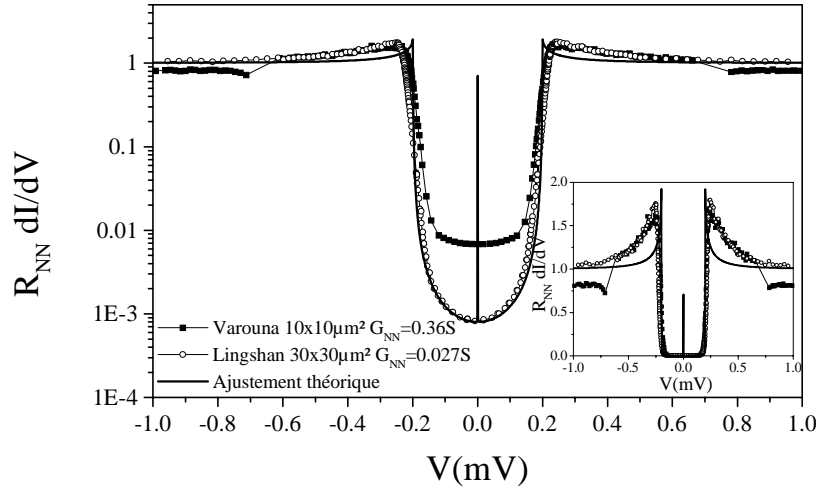


Figure 6.1 – *Conductance différentielle en fonction de la tension pour une jonction SIN (Varouna) et une structure SININ (Lingshan) en échelle semi-logarithmique (courbe principale) et linéaire (insert). L'ajustement théorique utilise les paramètres suivants: $T = 0K$, $\Delta = 205\mu eV$, $\Gamma_s = 4 \cdot 10^{-4} \Delta$ et $\epsilon_{bSN} = \epsilon_{bNN} = 4 \cdot 10^{-5} \Delta$. L'accord est optimisé pour les faibles tensions.*

L'autre point notable réside dans le rapport des conductances sous-gap et normale: on observe une différence d'un facteur 10 entre les deux systèmes. Ceci brise également a priori la simple loi d'addition des résistances. On peut tenter d'esquisser une explication à cette dernière observation. Les jonctions étudiées ici sont définies par lithographie optique et ont des surfaces grandes. Elles sont donc beaucoup plus sensibles aux inhomogénéités d'épaisseur de l'alumine que des jonctions définies par lithographie électronique. Ces inhomogénéités peuvent expliquer que le rapport conductance sous-gap/conductance normale de la jonction SIN soit différent du coefficient de transmission déduit de la conductance normale. Il suffit de très peu de canaux de transmission plus élevée pour modifier considérablement la

conductance sous-gap. On pourrait dans cette optique définir un coefficient de transmission effectif donné par la conductance sous-gap: dans le cas de la jonction SIN Varouna, $\mathcal{T}_{eff} \simeq 7 \cdot 10^{-3}$. L'introduction d'une distribution des transmissions, comme dans le cas d'un métal diffusif ou d'une interface désordonnée (voir figure 1.6), pourrait permettre d'éclairer ce point. Le coefficient de transmission moyen serait alors pondéré par des canaux beaucoup plus transmetteurs et ainsi la transmission effective serait supérieure au coefficient moyen donné par la conductance normale.

La mise en série de deux barrières tunnel pourrait modifier la distribution des coefficients de transmission (comme cela a déjà été noté dans le cas des structures balistiques à double barrière SININ [96]). Ainsi, pour retrouver les valeurs exactes, il faudrait tenir compte du transport cohérent dans le métal diffusif intermédiaire, ce que permet normalement le formalisme de Volkov et al. [106]. L'influence de la seconde barrière tunnel est donc importante.

Echantillon	$d(nm)$	Dimensions (μm^2)	G_{NN} (S)	G_{NS}/G_{NN}
SIN (Varouna)	-	10×10	0.36	$6.8 \cdot 10^{-3}$
SININ (Lingshan)	50	30×30	0.027	$8.1 \cdot 10^{-4}$

Tableau 6.1 – *Comparaison des paramètres physiques des systèmes SIN et SININ étudiés dans cette section. L'épaisseur d'aluminium déposé pour ces deux échantillons est 100nm.*

Contrairement aux prédictions théoriques [96, 106], on n'observe expérimentalement aucun effet à tension nulle. On a été capable d'ajuster la partie sous-gap de la caractéristique du système SININ à l'aide de la théorie développée par Volkov et al. [106] dans le cas d'un système court ($d \ll L_T$). En effet, on peut calculer la longueur thermique dans ce système $L_T = \sqrt{\hbar D / 2\pi k_B T} = 360nm$ à $T = 60mK$ avec le coefficient de diffusion du cuivre $D = 64cm^2.s^{-1}$, supérieure à l'épaisseur du cuivre $d = 50nm$. A l'aide des paramètres du cuivre donnés dans le tableau 4.2, on peut estimer les paramètres de la structure SININ (voir chapitre 2): $\epsilon_d = \hbar D / d^2 = 0.42meV$, $r_b = \mathcal{R}\ell / Td = 48000$ d'où des énergies de barrière $\epsilon_b = \epsilon_d / r_b = 4 \cdot 10^{-5}\Delta$. On constate que la théorie reproduit le comportement parabolique de la courbe expérimentale à basse tension pour un amortissement $\Gamma_s / \Delta = 4 \cdot 10^{-4}$ dans le supraconducteur. Comme cela était prévisible, une forte déviation est observée aux tensions proches du gap de l'aluminium. Il serait certainement possible, comme on l'a déjà noté pour l'ajustement de la caractéristique de la jonction SIN (Varouna) avec la théorie de l'hamiltonien tunnel, d'ajuster plus correctement la courbe en utilisant un amortissement Γ_s dépendant de l'énergie.

La courbe théorique prédit (pour une température nulle) une conductance à tension nulle égale à la conductance normale, puisque les deux barrières sont égales. Cependant, ce pic n'est pas observé expérimentalement. Le jeu de barrières mis en oeuvre ici ne permet donc pas l'observation du 'reflectionless tunneling' par réflexions cohérentes multiples entre les deux barrières tunnel. Or, les barrières tunnel fabriquées ici ont des caractéristiques typiques des jonctions à base d'oxyde isolant. Il semble donc à l'heure actuelle difficile de confirmer expérimentalement dans des systèmes métalliques les théories sur les structures à double barrière tunnel SININ.

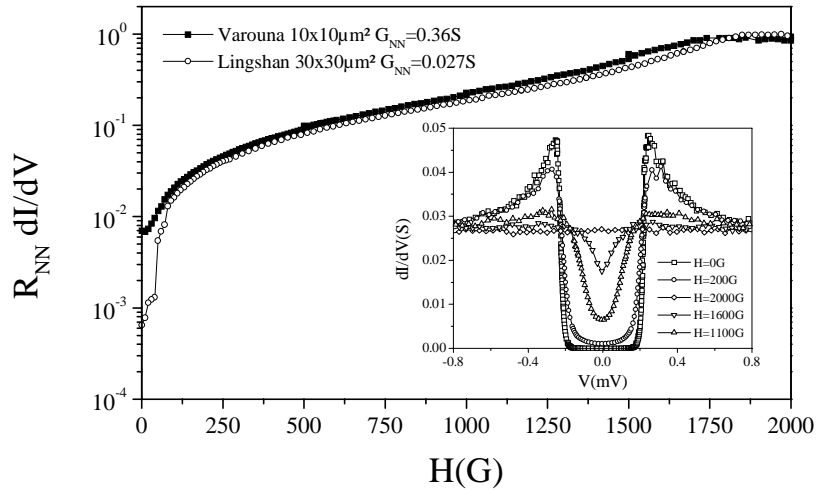


Figure 6.2 – *Magnétoconductance sous champ magnétique parallèle aux interfaces d'une jonction SIN (Varouna) et d'une structure SININ (Lingshan) à tension DC nulle. Les comportements sont identiques, sauf à faible champ. Insert: Conductance différentielle en fonction de la tension pour différents champs magnétiques parallèles aux interfaces d'une structure SININ (Lingshan).*

Nous avons également étudié la dépendance en champ magnétique parallèle de la conductance différentielle de ces systèmes (voir figure 6.2). On constate que la conductance à voltage nul a globalement le même comportement dans les deux cas, excepté en dessous de 100 G où la caractéristique SININ 'rattrape' la caractéristique SIN. Cette faible échelle de champ est probablement la signature de la destruction du transport cohérent entre les deux barrières. Selon Marmorkos et al. [26], la longueur de cohérence de phase est donnée par $L_\varphi = \sqrt{\Phi_0/H_{coh}} \simeq 630 \text{ nm}$. La cohérence est brisée lorsqu'un

quantum de flux est placé dans les trajectoires fermées, dont la longueur développée est L_φ , entre les deux barrières tunnel. La longueur de cohérence de phase serait alors supérieure à la distance entre les deux barrières tunnel. Ces résultats sont en accord avec les mesures de magnétoconductance dans le cuivre faites dans le groupe qui donnent une longueur de cohérence de phase inférieure à $0.5\mu m$ en dessous de $4K$. Les champs caractéristiques de comblement du gap sont identiques, environ 2000G.

On a enfin reproduit les caractéristiques conductance-tension sous différents champs magnétiques d'une structure SININ. Ces courbes caractérisent essentiellement le comportement de l'aluminium sous champ magnétique et la seconde barrière tunnel joue un rôle mineur, sauf à faible champ magnétique et à très faible énergie.

6.3 Etude de structures SNIN diffusives

6.3.1 Introduction

Après les observations de Rowell et McMillan [54], tout un pan de la spectroscopie s'est développé sous le nom de PETS [171] (Proximity Electron Tunneling Spectroscopy). L'objectif de telles structures balistiques était triple:

- étudier des supraconducteurs inaccessibles à la spectroscopie classique SIN, car ils ne peuvent pas former de bons oxydes ou qu'il est impossible d'obtenir de bonnes caractéristiques tunnel même en les déposant sur un oxyde;
- étudier les couplages électron-phonon faibles dans le métal normal. Récemment, Dolby et al. [172] ont proposé d'utiliser ces structures pour caractériser les interactions électron-électron dans les métaux normaux.
- comprendre des structures S-S'-IN, où S' est une région dépréciée du supraconducteur.

Ce dernier objectif a encore motivé récemment nombre d'études théoriques suite à des résultats expérimentaux inexplicables. Par exemple, Hahn [173] a repris un formalisme type BTK pour comprendre des résultats obtenus dans des contacts supraconducteur/isolant/métal normal. Il suspecte que dans ses échantillons de faible résistance le chauffage induit par le courant puisse détruire la supraconductivité près de l'interface et donc induire une structure SNIN. De même, Rizk et al. [174] ont interprété avec ce type de formalisme leurs mesures sur des jonctions $In/Nb - GaAs$, une barrière de potentiel se formant entre l'arséniure de gallium déposé à froid et le substrat de $GaAs$. Badolato et al. [175] ont supposé que l'effet de proximité

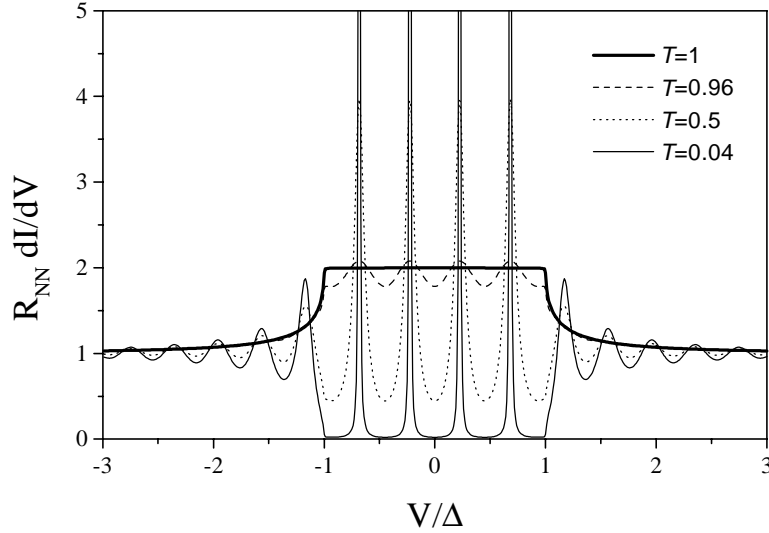


Figure 6.3 – *Instauration des niveaux d’Andreev dans une jonction balistique SININ (d longueur du métal normal intermédiaire) à mesure que la transparence de la barrière tunnel diminue. Paramètres: $T = 0K$, $d = 4\xi_s$ avec $\xi_s = \hbar v_F/\Delta$ longueur de cohérence du supraconducteur en limite balistique (d’après [173]). En l’absence de barrière tunnel, on retrouve le doublement de conductance prédit par la théorie BTK [64].*

inverse affaiblissait la supraconductivité près de l’interface de leurs structures $Nb/InAs$ et ont utilisé le formalisme quasiclassique [106] pour ajuster leurs courbes expérimentales. Dans un autre domaine, Belogolovskii et al. [128, 129] ont développé une théorie dans un formalisme Landauer-Büttiker pour interpréter les anomalies à tension nulle observées dans les expériences de spectroscopie sur les supraconducteurs à haute température critique. Dans ce type de matériau, une zone ‘normale’ se développe sur les couches atomiques proches des interfaces (par diffusion des dopants oxygène...). Cette constatation avait déjà été à l’origine de l’introduction d’un amortissement Γ_s dans la densité d’états BCS [37, 38].

Dans la limite balistique, il se forme dans le métal normal intermédiaire des états d’Andreev, comme on l’a déjà noté à propos des expériences de Rowell-McMillan dans les bicouches N/S (voir chapitre bibliographie). La figure 6.3 montre à température nulle l’apparition de ces états liés à mesure que la transparence de la barrière tunnel diminue. On constate la présence

de quatre résonances: leur nombre correspond au rapport de la longueur du métal intermédiaire d et de la longueur de cohérence $\xi_N = \hbar v_F / \Delta$ en limite balistique (v_F est la vitesse de Fermi dans le métal normal et Δ le gap du supraconducteur). Leurs positions sont données par la formule 1.13. La largeur des résonances dépend de la durée de vie des états d'Andreev dans le métal intermédiaire, déterminée par la transmission de la barrière tunnel. Ces résonances sont amorties lorsqu'on considère des jonctions planaires tridimensionnelles [68] et survivent à la sommation sur les canaux dans le cas multicanal [127].

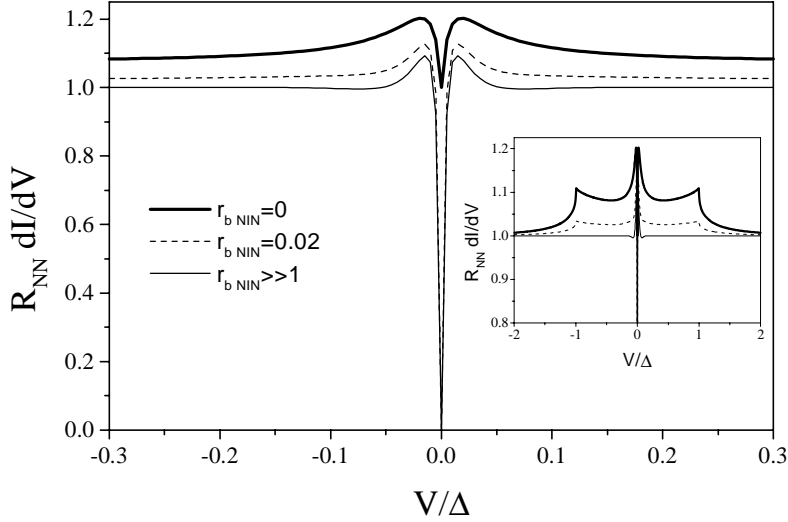


Figure 6.4 – Transition du comportement d'un contact N/S diffusif ($r_{bNIN} = 0$) à la spectroscopie d'un pseudo-gap dans une structure SNIN ($r_{bNIN} \gg 1$) dans le cas d'un métal normal long ($d \gg \xi_N$) d'après la théorie de Volkov et al. [106] (voir chapitre sur le formalisme quasiclassique). Paramètres: $T = 0K$, $\epsilon_d = 0.01\Delta$ et $\Gamma_s = 0.001\Delta$.

Le cas diffusif a été assez peu traité jusqu'à présent. Belogolovskii et al. [128], en supposant que la couche de métal normal a une épaisseur très inhomogène, retrouvent des résultats comparables à des simulations effectuées pour des jonctions SIN diffusives [130]. On a tenté d'étendre le modèle proposé par Volkov et al. [106] dans le cas de structures SININ et présenté au chapitre traitant du formalisme quasiclassique. Si on suppose le métal normal intermédiaire suffisamment long, l'amplitude de paires décroît exponentiellement selon la formule 2.19. En posant $r_{bSIN} = 0$ dans l'équation 2.21 (bon

contact entre le supraconducteur et le métal normal), on peut tracer le jeu de courbes de la figure 6.4 pour une structure SNIN longue ($d \gg \xi_N$).

On constate le passage d'un comportement réentrant ($r_{bNIN} = 0$) à l'ouverture d'un pseudo-gap mesuré par la spectroscopie à travers la barrière tunnel ($r_{bNIN} \gg 1$). Ces caractéristiques conductance-tension sont très différentes de celles rencontrées dans le cas d'une structure balistique (voir figure 6.3). Cependant, on peut noter quelques points communs: dans les deux cas, on passe d'un excès de conductance à une spectroscopie de la densité d'états dans le métal normal lorsque la barrière tunnel domine le transport; la position des maxima de conductance dépend des propriétés du métal normal et non de la transmission de la barrière tunnel. En régime diffusif, on remarque la disparition de l'anomalie au gap supraconducteur dans la limite d'une barrière tunnel forte ($r_{bNIN} \gg 1$). Dans les deux modèles théoriques présentés ci-dessus, on a négligé l'effet de proximité inverse. Il serait possible d'en tenir compte en calculant de manière autoconsistante le gap supraconducteur, ou, plus simplement, en posant une valeur réduite du gap à l'interface.

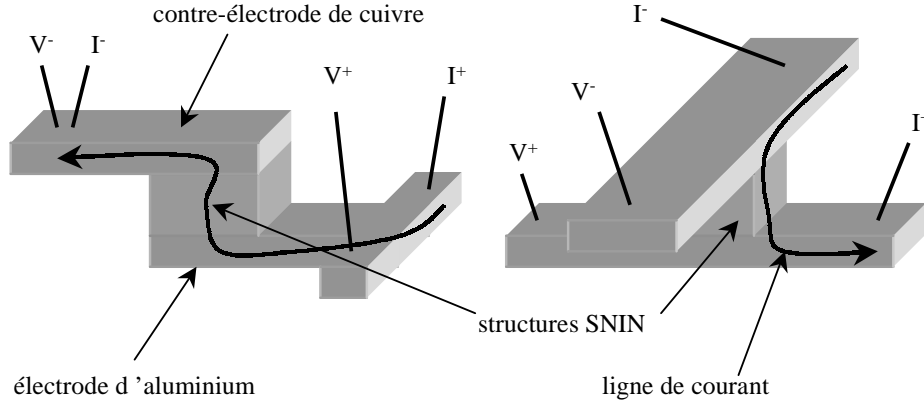


Figure 6.5 – Géométries schématiques des échantillons en trois fils (à gauche) et en quatre fils (à droite). Les prises de contact données pour les mesures de transport ne sont qu'indicatives. Pour plus de détails sur la géométrie des échantillons, voir le chapitre consacré aux techniques de salle blanche.

Remarques préliminaires

Tous les échantillons présentés dans la suite de ce chapitre sont des structures $Al/Cu/Al - AlOx/Cu$ (SNIN) fabriquées avec un procédé similaire à celui présenté en fin de chapitre sur les techniques de salle blanche pour les

structures SININ. La différence essentielle réside dans le bon contact métallique réalisé entre l'aluminium et le cuivre (d'où la structure SNIN et non SININ). L'épaisseur de l'électrode de base en aluminium est $150nm$ et l'oxydation de la seconde barrière tunnel $1mbar$ pendant une heure. Le paramètre variable entre les divers échantillons est l'épaisseur d de la couche de cuivre intermédiaire. Le libre parcours moyen dans le cuivre estimé à $\ell = 12nm$ sera toujours inférieur à l'épaisseur d de la couche de cuivre. Les structures SNIN considérées sont donc dans la limite diffusive.

Dans toute la suite, il sera beaucoup question des géométries de mesure. On distingue deux types d'échantillons: trois fils et quatre fils. Il en a déjà été question au cours du chapitre consacré aux techniques de salle blanche. Pour la clarté de l'exposé, une vue schématique est proposée sur la figure 6.5. En géométrie trois fils, trois résistances sont en série: la résistance des réservoirs supraconducteur, ce qui permet de mesure la transition de l'aluminium; la résistance de la structure SNIN; la résistance de la contre-électrode de cuivre R_{Cu} . Afin de comparer à basse température des échantillons de géométries différentes, il faut estimer la résistance de la contre-électrode de cuivre. Quelque soit la surface de la structure SNIN, la contre-électrode comprend six carrés de cuivre en série. La résistance de cuivre est donc $R_{Cu} = 6 \times \rho_{Cu}/e$ avec $\rho_{Cu} = 5.5 \cdot 10^{-8} \Omega.m$ la résistivité et e l'épaisseur de cuivre. Par exemple, cette épaisseur était $e = 400nm$ pour la jonction SIN Varouna $10 \times 10\mu m^2$, ce qui donne une résistance $R_{Cu} \simeq 0.8\Omega$.

6.3.2 Echantillon $d = 100nm$ (Dasein)

Mesure d'un échantillon $10 \times 10\mu m^2$ en géométrie trois fils

L'épaisseur du film de cuivre intermédiaire dans cette première série d'échantillons est $d = 100nm$. La mesure de la structure $S = 10 \times 10\mu m^2$ s'effectue en trois fils. On estime la résistance de cuivre en série due à la contre-électrode à environ 0.6Ω (l'épaisseur de la contre-électrode est $460nm$). Cette résistance est retirée sur les courbes expérimentales présentées dans la suite. La caractéristique conductance-température d'une telle structure SNIN est représentée sur la figure 6.6. La transition supraconductrice des parties d'aluminium en série avec la structure SNIN intervient à $T = 1.5K$. Ensuite, la courbe présente une seconde transition, beaucoup plus molle, à $T = 1.15K$ qu'on associe avec la transition de la bicouche N/S. Pour tous les échantillons étudiés, on choisit la conductance normale G_{NN} la valeur de la conductance à tension DC nulle et à la température $T = 1.2K$. La conductance normale de Dasein $10 \times 10\mu m^2$ est $G_{NN} = 0.79S^1$.

1. On trouvera dans la dernière section de ce chapitre un tableau résumant les para-

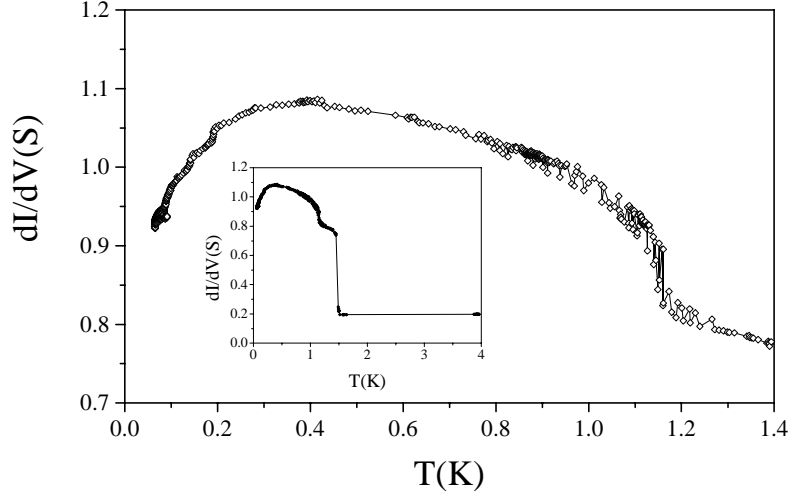


Figure 6.6 – *Conductance différentielle en fonction de la température d'un échantillon SININ $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ avec $d = 100\text{nm}$ (Dasein). L'échantillon est mesuré en trois fils. On observe à 1.5K la transition supraconductrice de l'aluminium, puis à 1.15K la transition de la bicouche NS. En dessous de 380mK commence le comportement réentrant. Insert: même caractéristique dans une gamme de température plus large.*

De Gennes et al. [51] ont calculé la température de transition d'une telle bicouche en supposant une interface parfaite:

$$T_{N/S} = T_{lim} + \pi D_S \frac{L_T}{(d_S + L_T)^3} e^{-2d_N/L_T} \quad (6.1)$$

$$T_{lim} = T_{cS} - \frac{\pi}{4} \frac{D_S}{(d_S + L_T)^2}$$

avec d_S et D_S épaisseur et coefficient de diffusion du supraconducteur, d_N épaisseur du métal normal. T_{cS} est la température de transition du supraconducteur seul et T_{lim} la température de transition minimale de la bicouche, i.e. en supposant le métal normal infini. L_T est la longueur thermique dans le métal normal. On néglige les interactions dans le métal normal (en suivant leurs notations, $b_\infty \simeq L_T$). En prenant $T_{cS} = 1.5\text{K}$, $D_S = 50\text{cm}^2.\text{s}^{-1}$, $d_S = 150\text{nm}$ et $L_T = 110\text{nm}$ à $T = 1\text{K}$, on trouve une température limite de transition $T_{lim} = 1.06\text{K}$. On suppose que la barrière tunnel découple le film de métal

mètres des différents échantillons SININ étudiés.

d'épaisseur $d_N = 100nm$ de la contre-électrode et on déduit la température critique de la bicouche $T_{N/S} = 1.18K$, en bon accord avec la température expérimentale. Ce résultat indique la bonne qualité de l'interface Al/Cu .

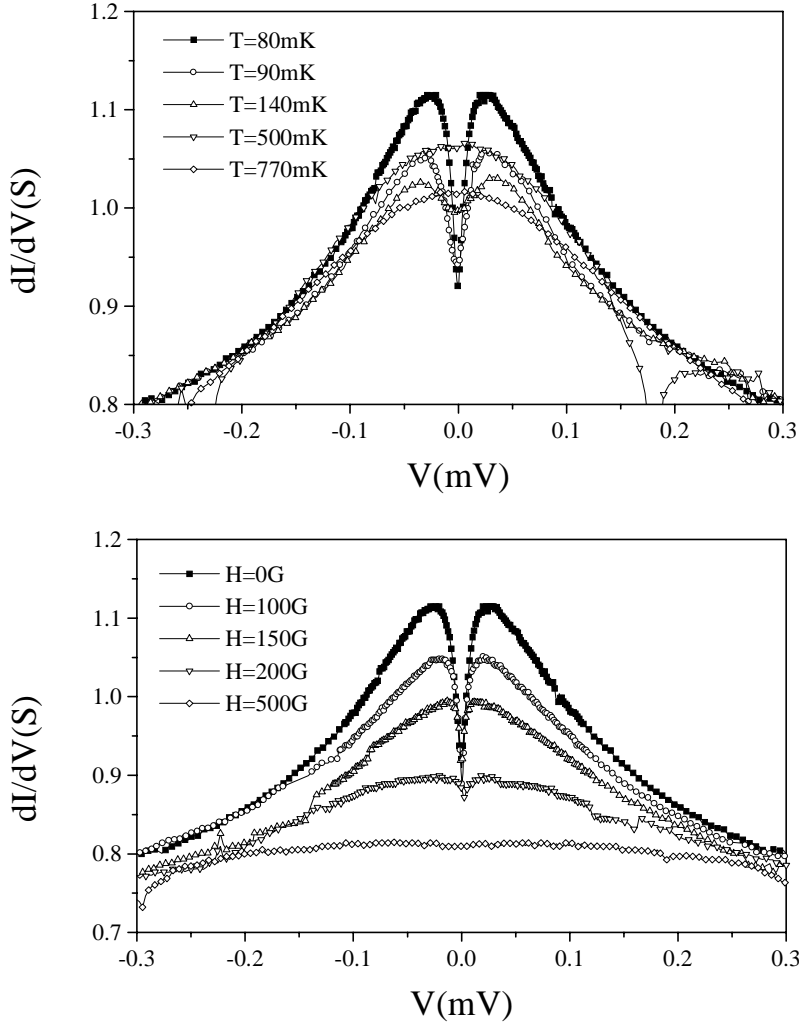


Figure 6.7 – *Caractéristiques conductance différentielle-tension d'un échantillon SNIN $10 \times 10\mu m^2$ avec $d = 100nm$ (Dasein) pour différentes températures (haut) et sous différents champ magnétiques parallèles à l'interface ($T = 80mK$ - bas).*

On observe ensuite une augmentation de la conductance conforme aux prévisions de l'effet de proximité classique. A partir de 380mK , elle présente un maximum puis diminue. La ressemblance entre cette courbe et les résultats obtenus par Charlat et al. [13, 72] (voir également la figure 1.14) est frappante. Cependant, les deux systèmes sont très différents. Leur échantillon était constitué d'un fin et court doigt de cuivre (environ $200 \times 80\text{nm}^2$) posé sur un réservoir d'aluminium (voir insert de la figure 1.14). La résistance par unité de surface était dans ce cas $R_b = 0.16\Omega.\mu\text{m}^2$, contre environ $100\Omega.\mu\text{m}^2$ dans notre cas. Ces trois ordres de grandeur de différence se justifient par la présence de la barrière tunnel. Un avantage de notre géométrie est de définir précisément la distance entre l'interface supraconductrice et le réservoir normal, à savoir d l'épaisseur du film de cuivre intermédiaire.

Un dernier point: l'effet observé ici est beaucoup plus important en amplitude (environ 40% de la conductance normale) que celui mesuré dans les contacts métalliques simples (quelques pourcents). Les théories de la réentrance ne permettent pas d'expliquer le comportement de cet échantillon. De même, les courbes théoriques présentées précédemment concernant les structures SNIN (voir figure 6.4) donnent un excès de conductance toujours trop faible.

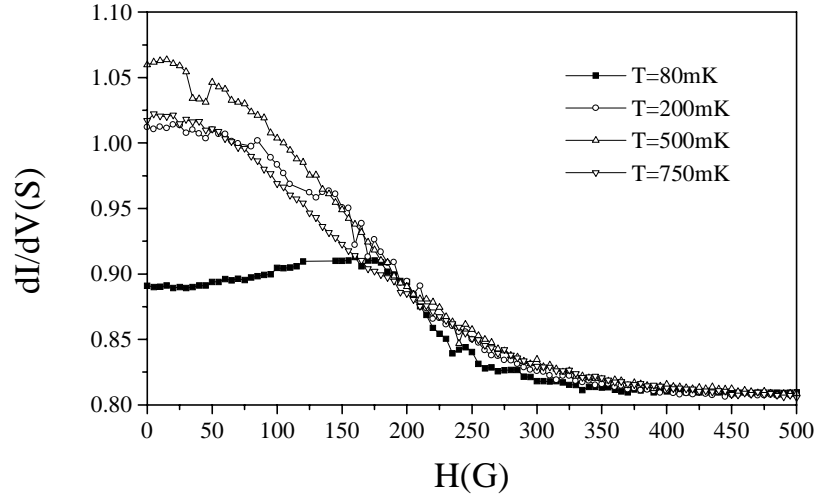


Figure 6.8 – Magnétoconductance d'un échantillon SNIN $10 \times 10\mu\text{m}^2$ avec $d = 100\text{nm}$ (*Dasein*) pour différentes températures en champ parallèle à l'interface. Les légères décrochements sont attribués à des variations de champ magnétique dans le cryostat.

On a ensuite mesuré des caractéristiques conductance-tension pour différentes températures (voir figure 6.7). Le maximum de conductance est obtenu à une tension de $25\mu V$, soit une température équivalente $T_{eq} \simeq 300mK$. On constate une bonne équivalence entre les échelles de température et de voltage, qu'avaient déjà notée Charlat et al. [13, 72] et Petrashov et al. [73]. Ils attribuaient cet accord à un effet de chauffage dans les réservoirs normaux. Si on possédait une théorie permettant d'ajuster les courbes expérimentales, il est probable qu'un traitement similaire à celui effectué sur les contacts TiN/Si serait nécessaire pour accorder théorie et expérience. On remarque une fermeture progressive du creux de conductance conforme à la dépendance en température à tension nulle.

Nous avons également mesuré la dépendance en champ magnétique parallèle à l'interface, sous forme de caractéristique conductance-tension (voir figure 6.7) ou de magnétoconductance (voir figure 6.8). On remarque que la conductance à tension nulle a une faible dépendance en champ magnétique aux plus faibles températures. Elle augmente légèrement jusqu'à $175G$ puis rediminue pour atteindre une valeur proche de la conductance normale $G_{NN} = 0.79S$. A plus haute température, sa variation est plus importante et monotone (voir figure 6.8). De même, à $T = 80mK$, le creux en tension de la conductance est tout d'abord comblé avant que la conductance à tension nulle ne bouge réellement (voir figure 6.7). On déduit de ces courbes un champ caractéristique $H_c \simeq 300G$.

Comparaison avec des échantillons en mesure quatre fils

Nous avons ensuite étudié trois autres échantillons de cette série en géométrie de mesure quatre fils. Les deux premiers ont respectivement des surfaces de $30 \times 30\mu m^2$ et de $20 \times 20\mu m^2$ et une conductance normale de $5.4S$ et $5.8S$. On remarque que les deux échantillons présentent également un comportement type réentrance (voir figure 6.9). Rappelons que dans cette géométrie quatre fils, on ne mesure que la structure SNIN et aucune résistance d'aluminium en série. A $T = 1.5K$, on constate des fluctuations assez importantes de la conductance. On les attribue à la transition supraconductrice de l'aluminium. La transition de la bicouche N/S est plus difficile à estimer, mais semble être la même ($T_c(N/S) = 1.15K$) que celle de l'échantillon $10 \times 10\mu m^2$, ce qui prouve que l'interface est de même qualité dans les deux échantillons. Le maximum de conductance est obtenu pour des température et tension caractéristiques très proches de l'échantillon précédent (respectivement $T_c = 310mK$ et $V_c = 25\mu V$). Cependant, l'excès de conductance est à présent plus faible (environ 15% de la conductance normale contre 40%).

Comment comprendre cet excès de conductance observé dans les deux géométries? Il semble difficile à première vue de le justifier par une simple mesure de spectroscopie tunnel. Dans cette perspective, on obtiendrait le

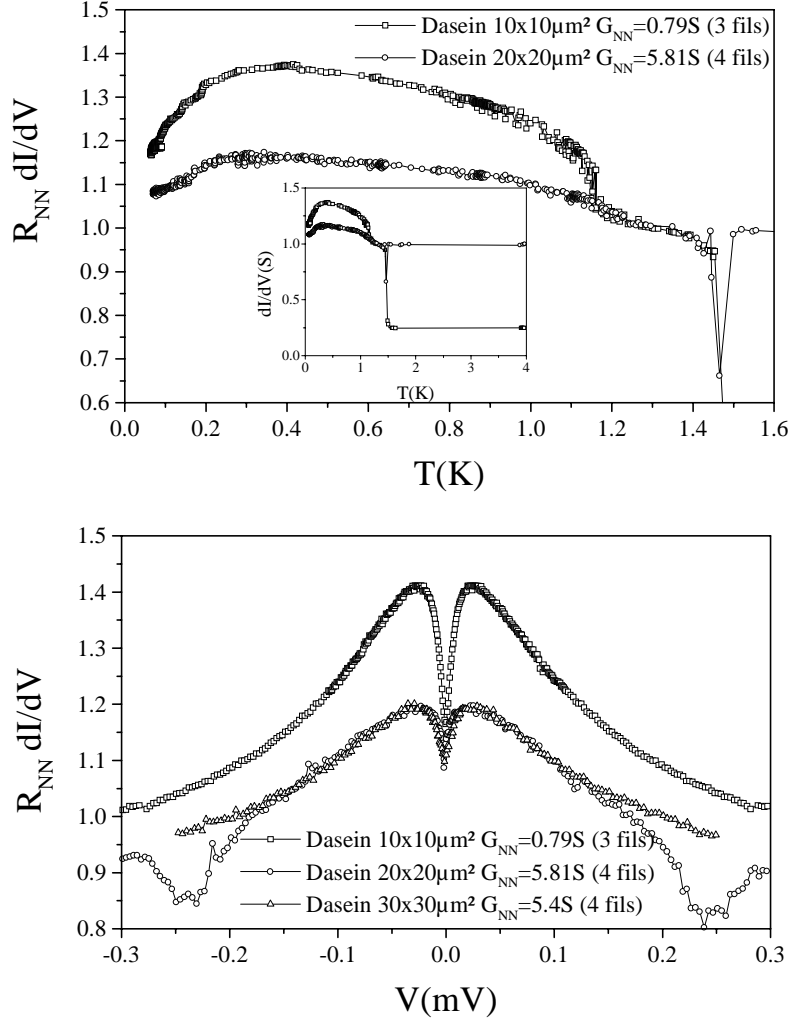


Figure 6.9 – *Comparaison d'échantillons Dasein ($d = 100 nm$) en mesure trois fils et quatre fils. L'excès de conductance est moins important dans cette dernière géométrie.*

produit des densités d'états dans le cuivre de chaque côté de la barrière tunnel et le creux de conductance correspondrait au minigap ouvert dans le métal normal par effet de proximité. Cependant, une telle conductance devrait suivre une loi des aires, correspondant à la conservation du nombre d'électrons: la conductance intégrée au-dessus de la conductance normale doit être égale au défaut de conductance sous la conductance normale. Nos

mesures ne semblent pas suivre ce résultat. L'excès de conductance semble plus important qu'un éventuel minigap comblé en partie par la température finie des mesures. Cependant, de telles déviations sont connues dans le cadre d'un transport cohérent dans les structures SININ. On peut voir sur la figure 2.2, superposé à la caractéristique tunnel d'une jonction SIN, l'excès de conductance à faible tension dû aux réflexions multiples des paires d'Andreev entre les deux barrières tunnel. Dans le cas de structures SNIN, le transport cohérent entre l'interface supraconductrice et la barrière tunnel pourrait mener de la même manière à un excès de conductance par rapport au produit des densités d'états du métal normal de chaque côté de la barrière d'alumine mesuré par spectroscopie tunnel. Ces excès de conductance sont la signature de l'importance de l'amplitude de paires dans le transport. Nous n'avons pas été capable d'ajuster les courbes expérimentales de cette série d'échantillons avec la théorie présentée au début de cette section.

On remarque sur la caractéristique conductance tension de l'échantillon $20 \times 20 \mu m^2$ des anomalies aux environs de $250 \mu V$. Cet échantillon est le moins résistant de tous ceux étudiés ici. On suppose qu'il s'agit de transition de courant critique dans l'aluminium. En effet, la grande conductance de ces structures imposent d'injecter un courant DC important pour étudier les tensions au-delà du gap de l'aluminium. Par exemple, pour cet échantillon, les anomalies sont observées pour un courant injecté² de $1.5 mA$, soit une densité de courant critique $3.75 \cdot 10^6 A.m^{-2}$. Comme on l'a noté au chapitre consacré aux techniques de salle blanche, les transitions supraconductrices dans un film mince d'un supraconducteur de type I tel que l'aluminium sont difficiles à quantifier: elles dépendent énormément de la structure, des défauts... Ces anomalies ne sont également pas visibles à ces tensions sur l'autre échantillon ($S = 30 \times 30 \mu m^2$) mesuré en quatre fils. On s'attend à ce que le facteur déterminant leur apparition soit la densité de courant critique. Un échantillon de surface plus faible y sera donc plus sensible à conductance égale. A cela s'ajoute des effets de chauffage très important dans la caractéristique $G(V)$. De ce point de vue, la dépendance en température de la conductance à tension nulle est moins sujette à problème.

Mesures trois fils/quatre fils d'une jonction SIN

Quelque soit la caractéristique (conductance-tension ou conductance-température), l'excès de conductance mesurée est plus faible en géométrie quatre fils qu'en géométrie trois fils. Il semble difficile d'imputer de telles différences à la seule contre-électrode de cuivre. On remarque enfin que les caractéristiques en conductance normalisée à la conductance normale en géométrie trois fils

². Pour comparaison, le courant maximum injecté dans l'échantillon Dasein $10 \times 10 \mu m^2$ est $400 \mu A$

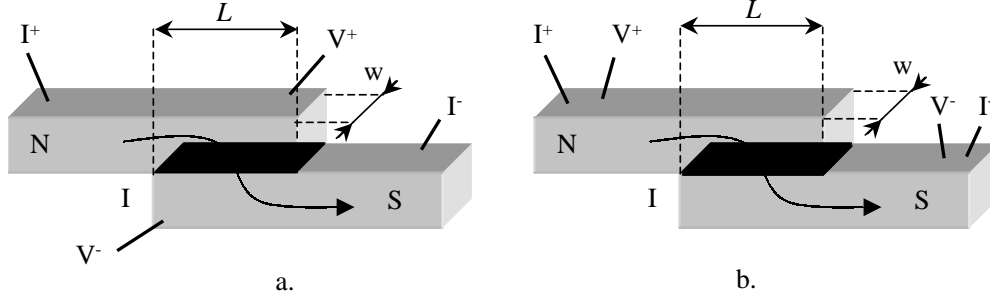


Figure 6.10 – Géométries de mesure quatre fils (a.) et deux fils (b.) d'un contact supraconducteur/métal normal.

sont toujours situées sous celles obtenues en mesure quatre fils.

Comment comprendre de tels écarts? On a vu au premier chapitre que la résistance d'un contact NIN dépend de la géométrie de mesure (voir équation 1.3). Par la même occasion, on a montré qu'en géométrie deux fils, la résistance d'un contact planaire supraconducteur/métal normal de recouvrement \mathcal{L} (voir figure 6.10) s'écrit:

$$R_{NS,2fils} = \frac{R_b}{wL_b} \coth \left(\frac{\mathcal{L}}{L_b} \right) \quad (6.2)$$

avec $L_b = \sqrt{2R_b/R_{\square film}}$ longueur sur laquelle les lignes de courant traversent l'interface et $R_{\square film}$ la résistance par carré du film normal. Cependant, la situation est différente de celle d'une jonction NIN. Dans un contact N/S, le potentiel dans le supraconducteur est constant et par conséquent la mesure de son potentiel est indépendante de la géométrie deux fils et quatre fils, ce qui n'est pas le cas dans le film normal. La symétrie entre les deux films est brisée et la résistance mesurée en géométrie quatre fils (voir figure 6.10) s'écrit:

$$R_{NS,4fils} = \frac{R_b}{wL_b} \sinh^{-1} \left(\frac{\mathcal{L}}{L_b} \right) \quad (6.3)$$

On remarque immédiatement avec ces formules que la résistance en deux fils est toujours supérieure à celle mesurée en quatre fils: $R_{NS,2fils}/R_{NS,4fils} = \cosh \left(\frac{\mathcal{L}}{L_b} \right) > 1$. Ce résultat est logique, puisqu'en géométrie deux fils, on mesure en plus du contact les films normaux sur la longueur du recouvrement. Lorsque les lignes de courant traversent uniformément l'interface ($\mathcal{L} \ll L_b$), les deux mesures donnent le même résultat qui correspond au cas d'une jonction verticale.

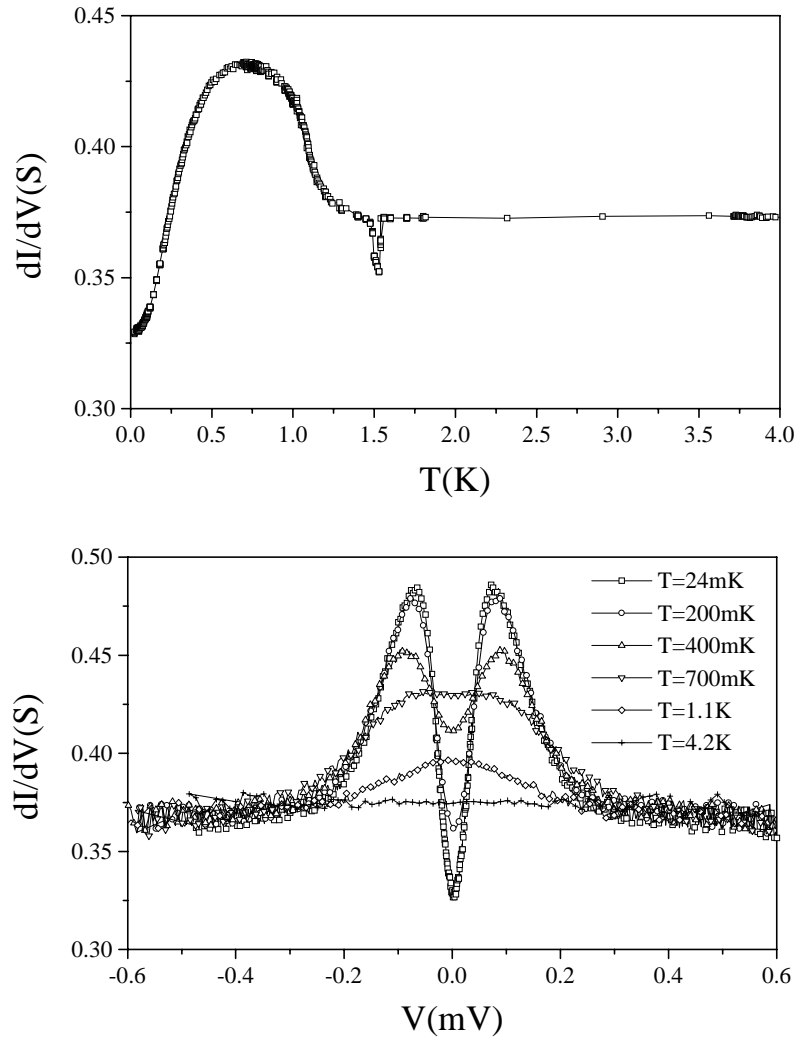


Figure 6.11 – *Dépendance en température de la conductance d'un échantillon SNIN $d = 100\text{nm}$ ($D_{\text{se}} = 100\text{nm}$) de dimension $20 \times 20\mu\text{m}^2$ plus résistant par unité de surface que les précédents. On remarque que la conductance devient inférieure à la conductance normale à basse énergie.*

Cependant, le système étudié ici n'est pas un simple contact SN, mais une structure SNIN connectée à un réservoir normal d'un côté et à un réservoir supraconducteur de l'autre. Mener le calcul de Giaever n'est plus aussi aisé. Enfin, les échantillons mesurés en quatre fils ne sont pas de simple recou-

vrement planaire: les prises de contacts sont croisées (voir figure 6.5). Par conséquent, une comparaison quantitative est délicate. On peut cependant donner les indications suivantes. Les échantillons mesurés en trois fils doivent avoir une conductance inférieure à celle d'échantillons mesurés en quatre fils, ce qu'on observe expérimentalement. Les jonctions étudiées sont très larges, ce qui justifie que le rapport \mathcal{L}/L_b ne soit pas très faible. Enfin, on rappelle que le système étudié est la structure complexe SNIN, la superposition d'une jonction NIN et d'un contact N/S, un hybride des deux configurations (N/S et NIN) considérées pour mener les calculs de Giaever.

Ces remarques permettent de comprendre pourquoi les conductances normales mesurées semblent proportionnelles à la largeur des jonctions et non à leurs surfaces (voir le tableau 6.2). En effet, dans les formules précédentes 6.2 et 6.3, la largeur w intervient directement quand la longueur du contact \mathcal{L} est placée dans les fonctions hyperboliques. Dans la limite où cette longueur est comparable à la longueur de barrière L_b , la dépendance en \mathcal{L} de la résistance est plus lente qu'une relation linéaire. La conductance normale est essentiellement proportionnelle à w .

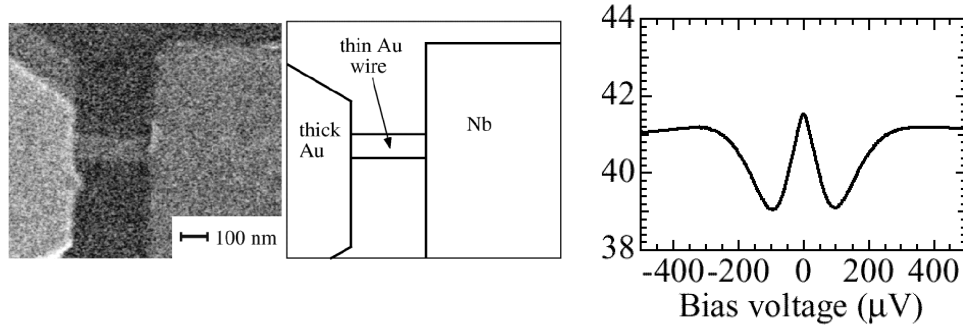


Figure 6.12 – Photographie et vue schématique d'un contact Nb/Au mesuré par Kozhevnikov et al. [75] (gauche). La résistance à basse température et faible voltage est supérieure à la résistance normale (droite).

Etude d'un échantillon très résistant

Un dernier échantillon de dimension $20 \times 20 \mu m^2$ et en géométrie quatre fils, situé en bord de substrat, a été refroidi (voir figure 6.11). Une première constatation: il est beaucoup plus résistant que les précédents; sa conductance normale est $G_{NN} = 0.372S$. Cela est certainement dû à sa position

excentrée sur la plaque. A la température critique de l'aluminium, on observe des fluctuations de conductance assez importantes. On constate immédiatement que sa dépendance à plus basse température est très différente. Le maximum de conductance intervient à une température $T = 700mK$ et un voltage $V = 72\mu V$. Enfin, pour la première fois dans cette série d'échantillons, la conductance à tension nulle et à basse température est inférieure à la conductance normale (voir figure 6.11). Cette caractéristique a été déjà été observée par Kozhevnikov et al. [75] dans des contacts Nb/Au (voir figure 6.12). Leur échantillon partage avec le notre une résistance plus importante que la normale: 40Ω alors que les contacts métalliques de ce type ont en général une résistance d'environ $1 - 10\Omega$ [13, 43]. De même, l'échelle d'énergie ($\simeq 100\mu eV$) dans leur échantillon est plus importante que celle observée usuellement (quelques dizaines de μeV).

Que la conductance soit plus faible à énergie nulle que la conductance normale est parfaitement envisageable dans la perspective d'une structure SNIN avec une barrière tunnel suffisamment haute (voir figure 6.4). Cela correspond à la spectroscopie d'un pseudogap dans le métal normal. Cependant, on se rend compte que l'excès de conductance au-dessus de G_{NN} mesuré dans notre échantillon est plus important que celui prédit par la théorie (20% pour des prédictions d'environ 5-10%).

6.3.3 Echantillon $d = 30nm$ (Ousia)

Mesures dans les deux géométries

Nous avons ensuite fabriqué une seconde série d'échantillons en réduisant l'épaisseur du film de cuivre intermédiaire à $d = 30nm$ (Ousia). L'un des échantillons mesuré ($S = 5 \times 5\mu m^2$) est dans une géométrie 3 fils: on a déduit la résistance de la structure SNIN seule par une méthode similaire à celle présentée pour la jonction tunnel SIN et en supposant une résistance de la contre-électrode de cuivre $R_{Cu} = 0.74\Omega$. Le second échantillon ($S = 10 \times 10\mu m^2$) est mesuré en quatre fils. La dépendance en température à tension nulle dans les deux géométries est sensiblement la même, mais légèrement différente de l'échantillon $d = 100nm$ (Dasein) (voir figure 6.13). Tout d'abord, on n'observe plus la transition de la bicouche N/S. En fait, en reprenant la théorie de de Gennes et al. [51] et en incorporant $d_N = 30nm$, on obtient toujours une température limite de transition de $T_{lim} = 1.06K$, mais la température critique de la bicouche est maintenant $T_{N/S} = 1.49K$. Le cuivre est suffisamment fin pour que l'effet de proximité sur le supraconducteur soit négligeable et que la bicouche transite à la même température que l'aluminium. Ceci se traduit par une transition de l'aluminium légèrement élargie en 3 fils, la transition de la bicouche se fondant dans cette dernière

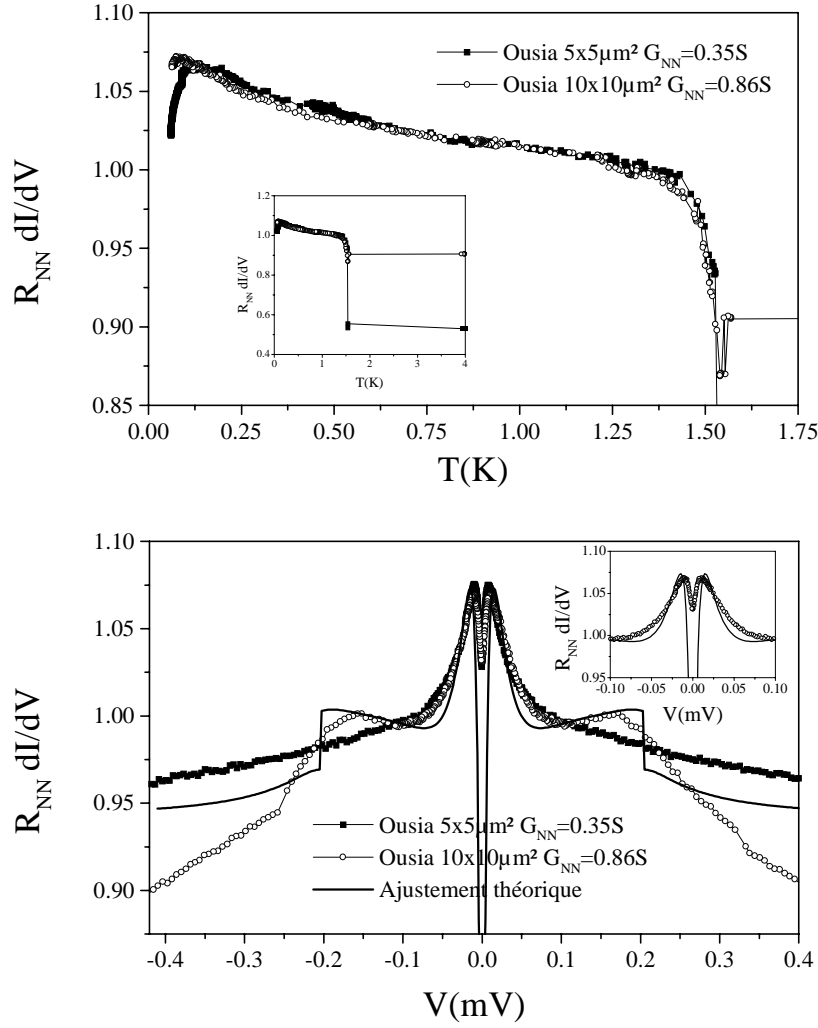


Figure 6.13 – Dépendance de la conductance différentielle en fonction de la température pour deux échantillons $d = 30nm$ (Ousia) en mesures 3 fils ($5 \times 5 \mu m^2$) et 4 fils ($10 \times 10 \mu m^2$). Le comportement réentrant se produit pour des températures de 140mK (3 fils) et 95mK (4 fils). On remarque la différence de comportement entre les deux échantillons aux voltages de l'ordre du gap de l'aluminium ($\Delta = 205 \mu eV$ - caractéristiques mesurées à $T = 80mK$). Paramètres de l'ajustement théorique: $T = 0K$, $\Delta = 205 \mu eV$, $\epsilon_d = 0.05\Delta$, $\epsilon_d = 0.5\Delta$, $\Gamma_s = 0.15\Delta$ et $G_{NN} = 0.81S$.

dans la partie basse température. En mesure 4 fils, on observe tout comme pour Dasein des fluctuations de conductance à la transition supraconductrice de l'aluminium.

On constate que le comportement réentrant s'instaure à une température plus basse que dans le cas de l'échantillon $d = 100nm$, à savoir environ $140mK$ et $95mK$ contre $380mK$ précédemment. Que l'échelle d'énergie soit plus faible dans Ousia est confirmé par les mesures de conductance différentielle en fonction de la tension (voir figure 6.13). L'excès de conductance est beaucoup moins important dans cette série (quelques pourcents). L'échantillon mesuré en 4 fils présente une anomalie aux environs de $200\mu V$ alors que l'autre échantillon montre une caractéristique parfaitement continue. Cette anomalie semble de nature assez différente de celles observées dans l'échantillon Dasein $20 \times 20\mu m^2$ de faible résistance. Plutôt que de l'attribuer à des courants critiques (les courants injectés ici sont d'environ $150\mu A$), on constate sa forte ressemblance avec celle observée sur les courbes théoriques de la réentrance (voir par exemple la figure 6.4).

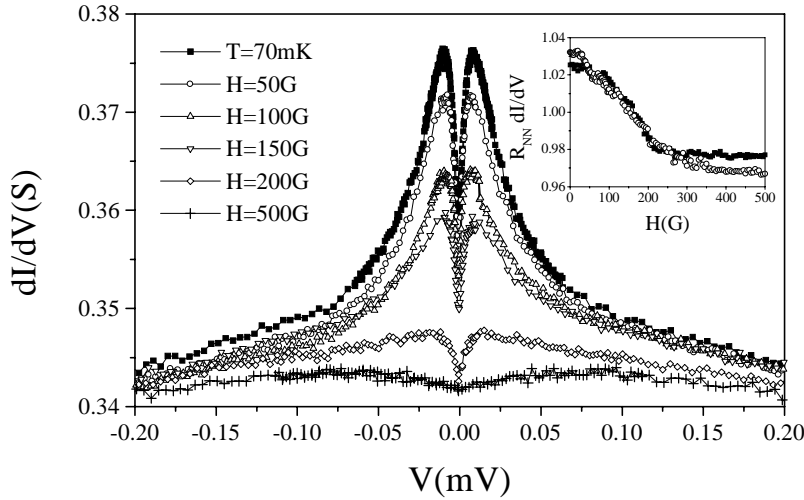


Figure 6.14 – *Caractéristiques conductance différentielle-tension d'un échantillon SNIN $5 \times 5\mu m^2$ avec $d = 30nm$ (Ousia) sous différents champs magnétiques parallèles à l'interface à $T = 80mK$. A fort champ magnétique, la courbe présente un large creux en tension. Insert: Magnétoconductance normalisée pour deux échantillons SNIN avec $d = 30nm$ (Ousia): $5 \times 5\mu m^2$ (symboles pleins, $G_{NN} = 0.35S$) et $10 \times 10\mu m^2$ (symboles ouverts, $G_{NN} = 0.86S$).*

Enfin, on a mesuré les caractéristiques conductance différentielle-tension sous différents champs magnétiques parallèles à l'interface à $T = 80mK$ (voir figure 6.14). On constate ici encore une dépendance moindre du point à tension nulle que de celui où la conductance est maximale. On peut déduire un champ critique de la réentrance dans cet échantillon $H_{car} = 250G$. A fort champ, la courbe se creuse sur une largeur d'environ $50\mu eV$: ce comportement se retrouve en mesure 3 fils et 4 fils. Enfin, on note que la magnétoconductance à tension nulle est monotone: elle diminue progressivement à mesure que le champ magnétique augmente et passe sous la conductance normale au-delà de $150G$, confirmant ainsi le creux en conductance observé sur les caractéristiques $G(V)$.

Tentative d'ajustement théorique

Nous sommes parvenus à ajuster la caractéristique expérimentale $G(V)$ de l'échantillon $10 \times 10 \mu m^2$ mesuré en quatre fils à l'aide de l'extension du modèle de Volkov et al. [106] présentée au début de cette section. Cette comparaison se veut essentiellement qualitative et reproduit les traits principaux de la courbe expérimentale. Les paramètres utilisés sont les suivants: $T = 0K$, $\Delta = 205\mu eV$, $\epsilon_d = 0.05\Delta$, $\epsilon_{bNIN} = 0.5\Delta$, $\Gamma_s = 0.15\Delta$ et $G_{NN} = 0.81S$. De ces valeurs, on déduit une valeur du paramètre $r_{bNIN} = \epsilon_d/2\epsilon_{bNIN} = 0.1$, soit une transmission de la barrière $\mathcal{T} = 0.8$ ($r_b = \mathcal{R}\ell/\mathcal{T}d$), valeur peu en accord avec les valeurs de résistance des échantillons et les mesures comparatives entre les jonctions SIN et les structures SININ. L'énergie de Thouless choisie reproduit approximativement la tension où la conductance est maximale et correspond à une longueur de métal normal $d = 790nm$, très éloignée de la valeur expérimentale. Si on suppose que cette longueur effective de métal est due à la présence de la barrière tunnel dont la longueur équivalente est ℓ/\mathcal{T} , ceci implique une transparence de barrière $\mathcal{T} = 0.016$. Il est à noter que le résultat obtenu, à savoir une diminution de l'échelle d'énergie caractéristique avec la longueur d , va à l'encontre du résultat intuitif: on songerait en effet plus immédiatement à ce que ϵ_c soit proportionnelle au temps de vols des électrons dans le film de métal normal, soit $\epsilon_c \simeq \epsilon_d \times \mathcal{T}$ et donc inversement proportionnel à d . Dans tous les cas, il est difficile d'accorder toutes ces valeurs entre elles.

6.3.4 Echantillon $d = 15nm$ (Kurtz)

Etude d'échantillons en géométrie quatre fils

On a fabriqué une dernière série d'échantillons encore plus courts: $d = 15nm$ (Kurtz). Après la transition de l'aluminium, on constate la présence d'une transition assez molle aux environs de $1.3K$ (voir figure 6.15). Dans la série Ousia, on avait vu que la couche de cuivre était suffisamment fine pour

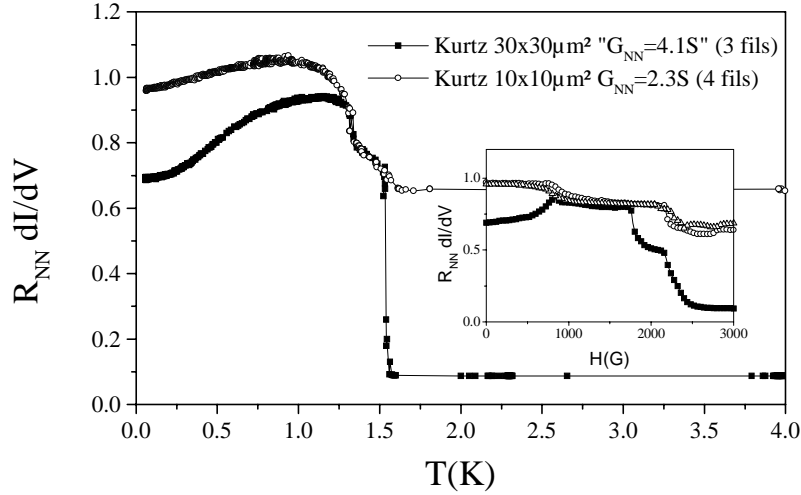


Figure 6.15 – Comparaison de la dépendance en température entre deux échantillons SNIN $d = 15\text{nm}$ (Kurtz) de dimensions différentes ($30 \times 30\mu\text{m}^2$ et $10 \times 10\mu\text{m}^2$) et de types de mesure différents (3 fils et 4 fils). Insert: Comparaison des magnétoconductances à tension nulle entre plusieurs échantillons SNIN $d = 15\text{nm}$ (Kurtz). Les structures mesurées en 4 fils se comportent de manière semblable (cercles - $10 \times 10\mu\text{m}^2$ - et triangles ouverts - $4 \times 4\mu\text{m}^2$). L'échantillon mesuré en 3 fils a une dépendance en champ magnétique notablement différente (carrés pleins - $30 \times 30\mu\text{m}^2$).

ne plus avoir d'influence notable sur l'aluminium. On assimile donc la transition dans les échantillons Kurtz à l'instauration d'une supraconductivité induite dans la couche de cuivre de 15nm par effet de proximité. La conductance est maximum aux environs de 800mK , puis elle diminue jusqu'aux plus basses températures: il ne s'agit plus d'un comportement de type réentrance. Cependant, ce comportement est très proche de celui attendu pour une jonction SIN avec une forte conductance sous le gap et une caractéristique tunnel très molle. On assimile donc cette observation à l'ouverture d'un mini-gap dans le métal normal intermédiaire. Cette idée s'accorde avec l'instauration très rapide de l'effet de proximité dans le cuivre.

La magnétoconductance à tension nulle nous apprend l'existence de deux échelles de champs (voir figure 6.15). La première correspond à l'élimination du creux de conductance à faible tension, environ 800G . Il s'agit de l'équivalent du champ caractéristique déjà noté pour les séries Dasein et Ousia. La seconde caractérise le retour à la conductance normale, pour des champs de

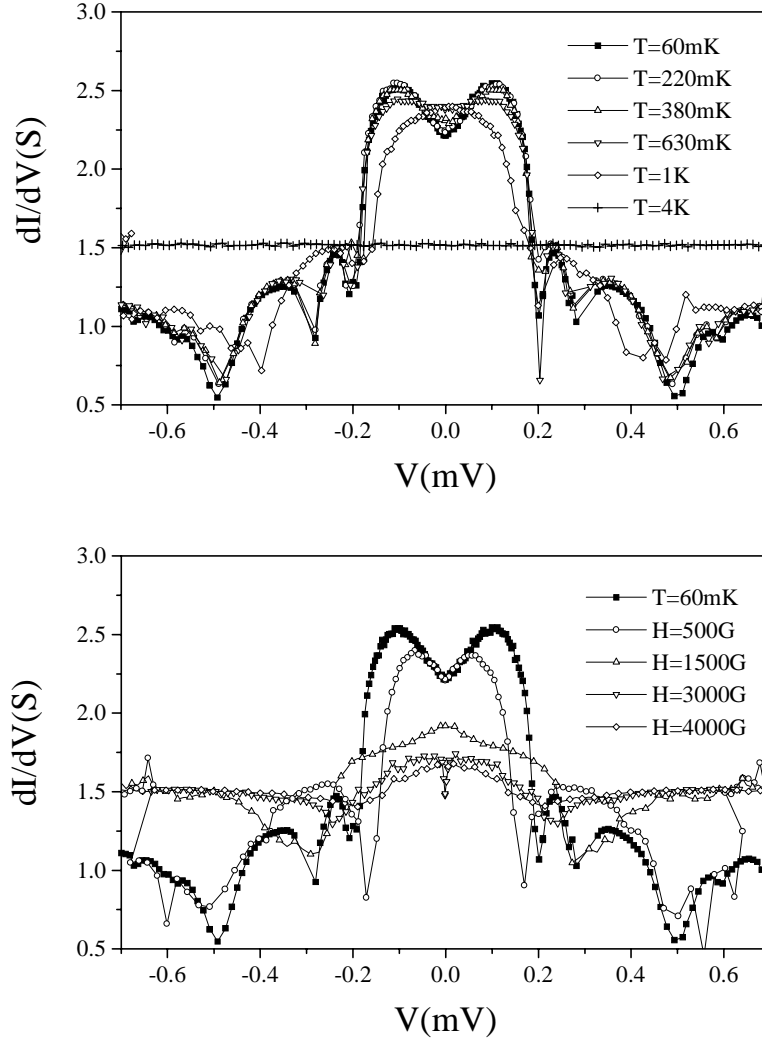


Figure 6.16 – Caractéristiques conductance différentielle-tension d'un échantillon SININ $10 \times 10\mu\text{m}^2$ avec $d = 15\text{nm}$ (Kurtz) à différentes températures (haut) et différents champs magnétiques parallèles à l'interface ($T = 60\text{mK}$ - bas). Le creux à basse tension ne se comporte pas de la même façon que les anomalies au-delà de $200\mu\text{V}$.

l'ordre de $2000G$, comparables à ceux obtenus dans une jonction tunnel SIN.

Dans les caractéristiques conductance différentielle en fonction de la tension, on retrouve l'ouverture de ce gap aux faibles voltages (voir figure 6.16) et ce pour deux échantillons de surfaces différentes mesurés en quatre fils (voir figure 6.17). Le maximum de conductance est observé à $100\mu V$.

Cependant, la caractéristique devient chaotique dès que le courant injecté est assez grand (voir figures 6.16). On constate la présence de nombreuses anomalies, mais dont la dépendance en température et en champ magnétique est très différente de celle de la zone à faible voltage. De plus, dans cette zone de 'forte' tension ($V > 200\mu V$ dans l'échantillon $10 \times 10\mu m^2$), la conductance est inférieure à la conductance normale, qui est retrouvée à fort champ magnétique et à haute température. Il est donc légitime de s'attendre à ce qu'à des tensions suffisamment élevées, la conductance retrouve sa valeur 'normale'.

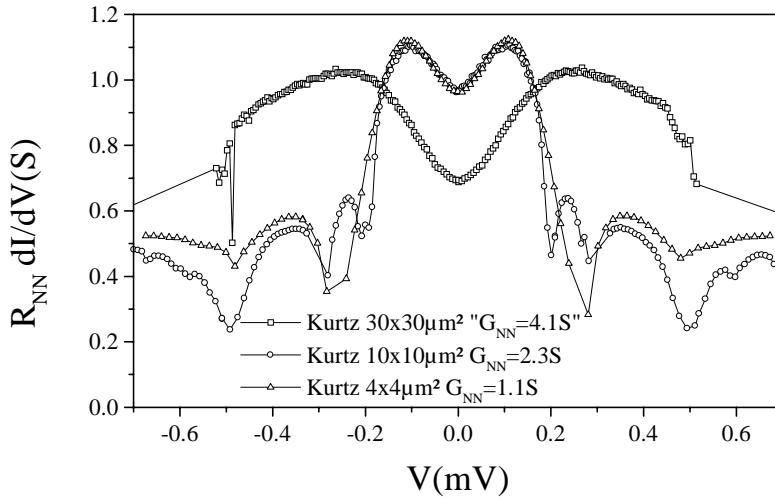


Figure 6.17 – Caractéristique conductance-tension de plusieurs échantillons SNIN $d = 15nm$ (Kurtz). Les mesures 4 fils donnent le même résultat à basse tension, ce qui laisse à penser que seule cette partie est pertinente et que les anomalies au-delà sont dues à une multitude de courants critiques dans l'aluminium. L'échantillon mesuré en 3 fils se distingue, mais sa conductance normale est difficile à estimer.

Tout comme pour Dasein, on assimile ces anomalies à des transitions en courant critique. Cette série d'échantillons est peu résistante. Les courants correspondants à la première anomalie sont les suivants: $500\mu A$ pour l'échantillon $10 \times 10\mu m^2$ et $270\mu A$ pour le $4 \times 4\mu m^2$. On constate que ces courants ne s'accordent pas exactement aux surfaces. Ils sont plutôt proportionnels à la largeur des jonctions: ceci s'accorde avec la remarque pour Dasein faite à propos de la dépendance de G_{NN} avec la largeur des jonctions. Les lignes de courant traversent la structure sur une surface effective $L_b \times w$ avec L_b longueur associée à la barrière et w largeur de la jonction, qui est la seule dépendance géométrique du problème. On remarque enfin que les anomalies à forte tension ne se déplacent qu'à des températures de l'ordre de $1K$, comportement qui pourrait s'ajuster sur celui du gap de l'aluminium auquel on s'attend à ce que soient proportionnels d'éventuels courants critiques.

Comparaison entre les mesures trois et quatre fils

On a également mesuré un échantillon $30 \times 30\mu m^2$ en géométrie trois fils. Celui-ci est très peu résistant (environ 0.25Ω), soit moins que la résistance de la contre-électrode de cuivre estimée habituellement ($R_{Cu} \simeq 0.7\Omega$). On ne peut donc pas lui soustraire simplement la résistance de la contre-électrode. Dans un premier temps, on déduit sa conductance normale en ajustant sa caractéristique $G(T)$ à haute température avec celle d'un échantillon mesuré en quatre fils (voir figure 6.15). Les mesures sur Dasein nous ont appris que les deux géométries avaient des caractéristiques semblables juste en dessous de la transition de l'aluminium (voir figure 6.9). On constate l'existence d'un courant critique de l'aluminium à $2.1mA$, qui s'accorde relativement bien avec les valeurs des deux autres échantillons.

Les échantillons mesurés en géométries 3 et 4 fils ont un comportement très différent (voir figure 6.15). Cela est particulièrement net en magnétoconductance. L'échantillon mesuré en trois fils ($30 \times 30\mu m^2$) a un comportement similaire à celui déjà constaté sur Dasein (voir figure 6.8 en géométrie trois fils): la magnétoconductance augmente dans un premier temps, puis rediminue. Les échantillons en géométrie quatre fils ont un comportement monotone comme Ousia (voir courbe 6.14), la conductance à tension nulle étant maximale à champ nul. Cependant, dans les deux cas, les échantillons Kurtz présentent de longs plateaux de magnétoconductance, puis de brusques transitions. Ces dernières correspondent vraisemblablement aux transitions supraconductrices de l'aluminium.

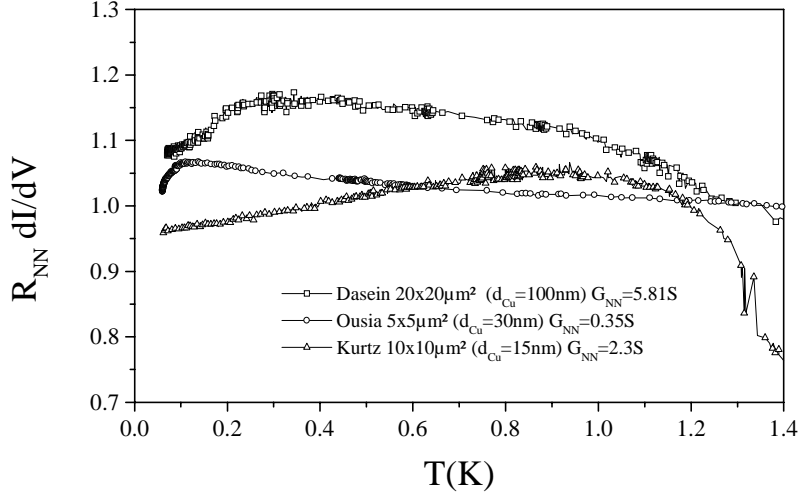


Figure 6.18 – *Caractéristiques conductance-température à tension nulle pour trois échantillons d'épaisseurs de cuivre différentes tous mesurés en quatre fils. On constate la transition d'un comportement réentrant ($d = 100\text{nm}$) à l'ébauche de l'ouverture d'un gap dans le cuivre ($d = 15\text{nm}$).*

6.4 Comparaison des échantillons SNIN

On a tracé sur les figures 6.18 et 6.19 la conductance, mesurée en quatre fils, en fonction de la température et de la tension d'échantillons d'épaisseurs d différentes. On constate la transition progressive d'un excès de conductance à une caractéristique tunnel. Des sections précédentes, on peut dégager un certain nombre de points communs entre les différents échantillons mesurés:

- Il faut prendre garde à la géométrie des échantillons étudiés. Selon le type de mesure (en trois fils ou quatre fils), les résultats diffèrent. Cependant, les mesures en géométrie quatre fils sont plus dignes de confiance. On ne se reportera qu'à celles-ci dans cette section.
- La grande surface des jonctions implique des résistances faibles. Il est nécessaire d'injecter de fort courant pour obtenir les polarisations adéquates. On s'expose ainsi aux courants critiques dans l'aluminium.
- Toutes les mesures semblent confirmer un bon accord entre les échelles de tension et de température, ce qui indique vraisemblablement des effets de chauffage à polarisation finie du système.

Sur ce dernier point, on peut ajouter quelques remarques à la lumière des expériences menées dans les contacts TiN/Si . Si on disposait d'une théorie précise des structures SNIN, sans nul doute un traitement similaire à celui effectué sur les contacts TiN/Si serait nécessaire. On pourrait ainsi remonter à la dépendance en tension de la température effective des électrons et étudier le chauffage dans ce type de structure. Le système d'intérêt est connecté d'un côté à un réservoir supraconducteur et de l'autre à un réservoir normal. La puissance électrique devrait pouvoir se dissiper aisément dans la contre-électrode de cuivre. Cependant, celle-ci a une taille limitée. Comme on le notait pour la jonction SIN (Varouna), ses dimensions sont $60\mu m \times 10\mu m \times 400nm$ pour une structure de surface $10 \times 10\mu m^2$. Des masques sont à l'étude permettant d'obtenir une contre-électrode plus proche d'un plan infini afin de limiter les effets hors-équilibre en son sein.

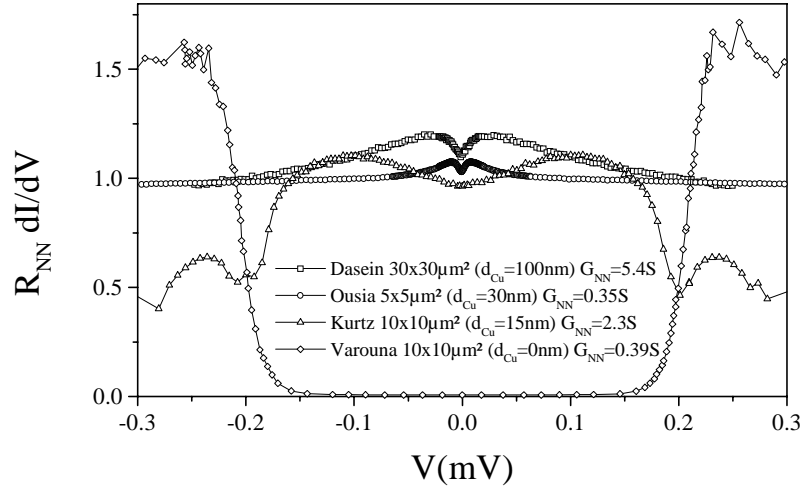


Figure 6.19 – *Caractéristiques conductance-tension à $T < 100mK$ pour différents échantillons SNIN mesurés tous en quatre fils. On attribue une réelle signification aux mesures de l'échantillons Kurtz ($d = 15nm$) qu'aux faibles tensions.*

Il manque un modèle réellement satisfaisant pour une interprétation quantitative. Dans les sections précédentes, on a tenté un ajustement théorique sur un échantillon. Les informations obtenues sont essentiellement qualitative. Cependant, on peut comprendre le comportement général. Lorsque le métal normal est suffisamment long, on observe un excès de conductance de

type réentrance (voir figures 6.18 et 6.19). On s'attend à retrouver, à mesure que l'épaisseur d de cuivre diminue, un comportement tunnel. La question est de savoir comment passer la ligne de conductance normale, ligne qui définit deux domaines a priori disjoints: au-dessus, un excès de conductance; au-dessous, la mesure d'un gap. Nos mesures semblent indiquer la manière dont cette transition se réalise: l'effet de réentrance diminue tout d'abord et la caractéristique conductance-tension se rapproche d'une valeur constante, puis un gap s'ouvre dans le cuivre. La caractéristique $G(V)$ des échantillons Kurtz ($d = 15nm$) devrait au-delà de $100\mu V$ redescendre continûment vers la conductance normale, en l'absence d'effet de courants critiques (voir figure 6.19).

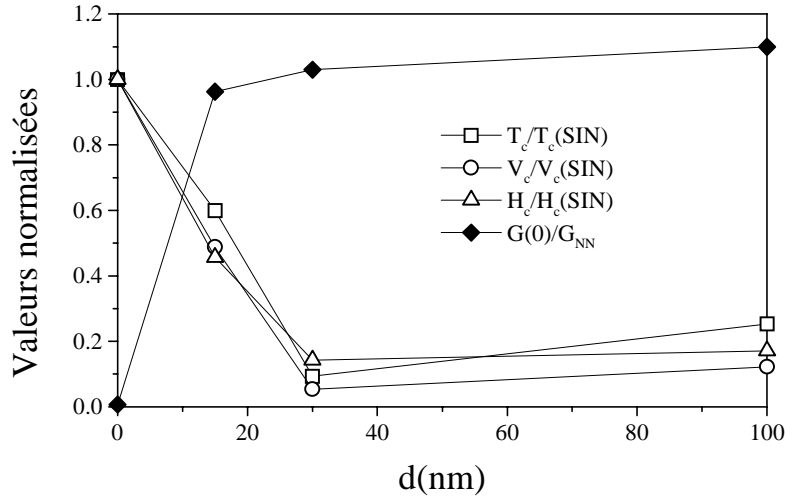


Figure 6.20 – *Dépendance avec l'épaisseur d du film de cuivre intermédiaire de la conductance à tension nulle et à basse température normalisée à la conductance normale (symboles noirs) et des grandeurs caractéristiques (température: carrés; tension: cercles; champ magnétiques: triangles) normalisées aux grandeurs correspondantes dans une jonction tunnel ($d = 0nm$). Toutes les valeurs sont celles d'échantillons mesurés en quatre fils.*

On note que l'échelle d'énergie mesurée est assez éloignée de l'énergie de Thouless associée au film de métal normal intermédiaire seul $\epsilon_d = \hbar D/d^2$. Au contraire, elle semble assez proche de $(\hbar D/d^2) \times \mathcal{T}$, avec \mathcal{T} transmission de la barrière déduite du rapport des conductance sous-gap et normale. Cette énergie est associée au temps de vie des électrons entre les deux in-

interfaces. En limite balistique, la position des résonances est indépendante de la transparence de la barrière tunnel, qui ne joue un rôle que dans leur largeur (voir figure 6.3). Cela semblait se retrouver dans les théories en régime diffusif (voir figure 6.4) et ceci explique que nos ajustements théoriques précédents sont très prudents. Que la barrière tunnel joue un rôle direct dans la détermination des échelles d'énergie pourrait indiquer que celle-ci est partie prenante du transport dans la structure et ne sert pas simplement à effectuer une mesure non-perturbative du métal normal, comme cela peut se faire en spectroscopie tunnel par STM [62, 63]. Sa présence pourrait modifier la distribution des transmissions, comme cela est observé dans les jonctions tunnel diffusives SIN (voir figure 1.18 et [27, 96]). On pourrait considérer le système comme une boîte noire NI connecté à un réservoir supraconducteur et un réservoir normal et dont la distribution $\rho(\mathcal{T})$ des transmissions varierait avec la longueur d .

Les échelles d'énergie sont approximativement proportionnelles à l'énergie caractéristique $\epsilon_c \sim \mathcal{T} \times \hbar D / d^2$. Le maximum de conductance est décalé à plus haute énergie à mesure que la longueur d diminue, avec la limite maximale du gap du supraconducteur (obtenue pour la barrière SIN). Seul l'échantillon $d = 30nm$ déroge à ce comportement.

Echantillon	$d(nm)$	$S(\mu m^2)$	Mesure	R_{Cu}	$G_{NN}(S)$	$T_c(N/S)(K)$
Dasein	100	30×30	4 fils	-	3.45	-
Dasein	100	20×20	4 fils	-	5.81	1.10
Dasein	100	10×10	3 fils	0.6	0.79	1.15
Dasein	100	20×20	4 fils	-	0.372	1.10
Ousia	30	10×10	4 fils	-	0.86	1.5
Ousia	30	5×5	3 fils	0.74	0.35	1.5
Kurtz	15	30×30	3 fils	-	4.1	1.35
Kurtz	15	10×10	4 fils	-	2.3	1.3
Kurtz	15	4×4	4 fils	-	1.1	-
Varouna	0	10×10	3 fils	0.8	0.36	-

TAB. 6.2 – *Comparaison des paramètres géométriques et physiques à haute température ($T > 1K$) des systèmes SNIN étudiés dans ce chapitre. L'épaisseur d'aluminium déposé pour tous ces échantillons est 150nm.*

On a reporté dans les tableaux 6.2 et 6.3, d'une part les caractéristiques géométriques et 'hautes' énergies des échantillons étudiés (la conductance normale quand celle-ci peut être facilement estimée et la température de la transition de la bicouche N/S), d'autre part les caractéristiques 'basse' énergie qui correspondent aux effets physiques cohérents.

6.4. Comparaison des échantillons SNIN

Plusieurs choix effectués ici sont à expliciter. Les températures et tensions caractéristiques reportées dans le tableau 6.3 sont les valeurs pour lesquelles la conductance est maximale. Pour la jonction tunnel SIN, on choisit les valeurs classiques du gap et de la température de transition supraconductrice de l'aluminium. Enfin, les champs magnétiques caractéristiques correspondent aux valeurs où l'effet à basse énergie disparaît. Les conductances normales sont les valeurs de conductance à tension nulle et à $T = 1.2K$: de la sorte, on s'affranchit des effets de courant critique dans Kurtz ou Dasein. De plus, compte tenu des différentes transitions supraconductrices et des bicouches N/S, cette valeur est, nous semble-t-il, la plus pertinente.

La figure 6.20 présente les comportements marquants des différentes grandeurs caractéristiques en fonction de l'épaisseur d de cuivre. La conductance à voltage nul a une dépendance monotone avec d . Elle augmente tout d'abord brutalement dès qu'un film de métal normal est inséré entre le supraconducteur et la barrière tunnel. L'augmentation est ensuite plus douce et, dans la limite des trois points reportés, presque linéaire.

Echantillon	$d(nm)$	$S(\mu m^2)$	$G(0)/G_{NN}$	$T_c(mK)$	$V_c(\mu V)$	$H_c(G)$
Dasein	100	20×20	1.10	310	25	-
Dasein	100	10×10	1.17	380	25	300
Dasein	100	20×20	0.88	700	72	-
Ousia	30	10×10	1.03	95	9	300
Ousia	30	5×5	1.03	140	11	200
Kurtz	15	30×30	0.69	1150	-	850
Kurtz	15	10×10	0.96	900	100	800
Kurtz	15	4×4	0.96	-	100	-
Varouna	0	10×10	$7 \cdot 10^{-3}$	1500	205	1750

TAB. 6.3 – *Comparaison des paramètres physiques à basse température des systèmes SNIN étudiés dans ce chapitre et comparaison avec une jonction tunnel SIN.*

Les températures, tensions et champs magnétiques normalisés aux valeurs correspondantes dans une jonction tunnel suivent tous les trois une même loi d'échelle, qui semble l'exacte opposée de celle suivie par la conductance à tension nulle: la diminution est tout d'abord rapide aux faibles épaisseurs, avant d'augmenter légèrement. Cela indique que les effets en température, tension et champ magnétique ont une même origine physique. De plus, les valeurs caractéristiques étant assez faibles (i.e. les effets observés sont très dépendants en énergie et champ magnétique), on leur attribue une origine cohérente. L'échelle de tension est comparable aux échelles de température

et de champ magnétique à tension nulle dans la série Kurtz: le pic de conductance à tension finie a donc vraisemblablement une même origine physique que le creux de conductance observé dans la dépendance à température par exemple. Ceci nous conforte dans notre analyse: seule la partie faible tension des caractéristique $G(V)$ de cette série d'échantillon serait pertinente. De plus, il s'insère convenablement dans la loi générale.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié des structures SININ et SNIN métalliques réalisées par nos soins en salle blanche. Ce type d'échantillons est particulièrement intéressant, car il représente un système modèle pour l'étude des effets cohérents dans les structures de proximité entre un supraconducteur et un métal normal. Les nombreux articles théoriques consacrés à ce sujet en témoignent [106, 126, 128].

Dans les structures SININ, on s'attend à observer le 'reflectionless tunneling'. Malheureusement, les barrières d'alumine réalisées donnent un effet beaucoup trop faible pour être observé. Cependant, on a pu constater l'influence de l'ajout d'une seconde barrière tunnel à une simple jonction SIN, qui est beaucoup plus importante que prévu et est probablement la signature d'un transport cohérent entre les deux barrières.

Les structures SNIN se sont révélées plus fructueuses. On a tout d'abord noté une différence de comportement entre des mesures 3 fils et 4 fils. De plus, en mesure 4 fils, on a constaté la présence de fluctuations de conductance à la température de transition de l'aluminium. Lorsque l'épaisseur du métal normal intermédiaire est suffisamment grande, on observe un comportement comparable à celui de la réentrance. L'effet est même plus important que celui constaté jusque-là dans les simples contacts N/S. A une exception près: l'observation dans un contact très résistant par Kozhevnikov et al. [75] d'une réentrance où la conductance à très faible température est plus faible que la conductance normale. On a retrouvé ce comportement dans un de nos échantillons, lui aussi plus résistant que la moyenne.

Dans ces structures verticales, on peut aisément varier la distance entre l'interface supraconductrice et le réservoir normal. L'étude de la transition entre la réentrance et la spectroscopie de la densité d'états BCS du supraconducteur est alors possible. Celle-ci s'effectue premièrement par un affaiblissement de la réentrance, puis par l'ouverture progressive d'un gap dans le métal normal par effet de proximité.

La mise en série cohérente d'un bon contact N/S et d'une barrière tunnel induit des comportements imprévisibles par la simple loi d'addition des résis-

tances. Il est nécessaire de tenir compte des états d'Andreev qui se forment entre les deux interfaces. Toutefois, les courbes présentées dans ce chapitre échappent, à notre connaissance, à une comparaison quantitative avec les théories existantes. La réentrance observée par exemple a une amplitude trop importante. Il serait intéressant de compléter ces mesures de transport par des mesures de bruit par exemple afin d'obtenir des renseignements complémentaires sur le transport, les effets de chauffage, la charge des porteurs...

Conclusion

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés à l'effet de proximité induit par un supraconducteur dans un métal normal diffusif en présence d'une barrière de potentiel. La première structure envisagée met en jeu le silicium dégénéré comme métal normal. Nous avons été amené à caractériser à basse température ce matériau dans des couches épaisses ($0.6\mu m$) et très minces ($15nm$). La tentative de réaliser des contacts Nb/Si nous a enseigné toute la difficulté technologique liée à la réalisation de bon contact entre semiconducteurs et métaux. Dans un second temps, on a fabriqué en salle blanche des structures métalliques verticales à base de cuivre et d'aluminium. On a pu ainsi développer et maîtriser un procédé de fabrication d'échantillon dans son ensemble, depuis le substrat nu de silicium à la mesure des échantillons dans un réfrigérateur à dilution, en passant par tous les heurs des étapes intermédiaires. J'ai pu me familiariser avec différentes méthodes de dépôts (canon à électrons, pulvérisation cathodique), de gravure (chimique, ionique-réactive, par bombardements d'ions) et la lithographie optique. Cette expérience fut très enrichissante.

Ces deux études permettent de mettre particulièrement en lumière le rôle que joue une barrière tunnel dans le cadre d'un transport cohérent, en présence de l'effet de proximité induit par le supraconducteur dans le métal normal.

Lorsque cette barrière est présente à l'interface entre le métal et le supraconducteur, l'effet de proximité est faible. Cependant, si le métal est un semiconducteur dégénéré, qu'on peut assimiler à un métal très désordonné, les paires d'Andreev sont confinées près de l'interface et leur probabilité de passer dans le supraconducteur est augmentée. Nous avons observé le pic de conductance caractéristique du 'reflectionless tunneling' dans des structures $TiN/Si n^{++}$. Pour la première fois, une comparaison quantitative avec la théorie a été entreprise. Nous avons alors été amené à utiliser le 'reflectionless tunneling' comme une sonde pour étudier les effets de chauffage dans une jonction SNS longue. La mauvaise conductivité thermique des réservoirs supraconducteur limite la dissipation de la puissance électrique injectée dans

le fil de silicium, ce qui se traduit par une résistance thermique d'Andreev à l'interface. Lorsque le fil de silicium est suffisamment court, les interactions électron-électron s'ajoute à cet effet et augmente la température effective des électrons à plus fort voltage.

Dans la seconde partie de cette thèse, nous avons étudié des structures métalliques SNIN, dans lesquelles la barrière tunnel est déplacée dans le métal normal. Là encore les électrons sont confinés près de l'interface. Comme le contact entre le supraconducteur et le métal est bon, le processus dominant du transport est la réflexion d'Andreev et l'effet de proximité est très important. Ceci induit un excès de conductance, semblable à la réentrance. L'effet a cependant une amplitude plus importante que l'équivalent observé dans les contacts N/S. En variant l'épaisseur du métal normal placé entre l'interface supraconductrice et la barrière tunnel, on a pu observer la transition entre un comportement réentrant et une caractéristique tunnel.

Ces deux études montrent que la présence d'une barrière tunnel dans un système où la cohérence est prépondérante va à l'encontre des comportements classiques attendus. Dans le cas du 'reflectionless tunneling', un pic de conductance à basse énergie s'ajoute à la caractéristique tunnel prédite par la théorie de l'hamiltonien tunnel. De plus, la simple loi d'addition des résistances est brisée; augmenter la résistance du métal normal augmente la conductance totale du système à faible tension! Dans des structures SNIN diffusives, on observe un excès de conductance important, alors qu'on s'attendrait à une mesure de spectroscopie telle qu'elle peut être menée à l'aide d'un STM.

Dans les deux cas précédents, la chute de potentiel n'a pas lieu uniquement dans la barrière tunnel, car les barrières tunnel considérées, bien qu'elles dominent toujours la résistance du système, sont faiblement résistantes. Des phénomènes hors-équilibre ont lieu dans tout le système et il est nécessaire de prendre en compte sa structure dans son ensemble pour déterminer et comprendre ses propriétés de transport. Dans ce cas, si le transport est cohérent, la barrière tunnel ne permet pas simplement la spectroscopie d'une densité d'états. Un excès de conductance s'ajoute aux caractéristiques 'classiques': la cohérence amplifie le transport des électrons.

Des études complémentaires seraient à mener, particulièrement dans les structures SNIN: varier d'autres paramètres (introduire une barrière tunnel de faible épaisseur à l'interface N/S pour tenter d'observer le 'reflectionless tunneling'...), effectuer des mesures de bruit qui apporteraient des informations complémentaires sur la nature du transport et permettraient de mieux comprendre l'excès de conductance observé. Espérons que l'expérience montée par F. Lefloch et C. Hoffmann apportera bientôt de telles informations. Enfin, la plupart des structures étudiées en physique mésoscopique

sont planaires et réalisées par lithographie électronique. Les travaux précédents montrent que les structures verticales définies en lithographie optique offrent d'autres possibilités tout aussi riches. La force de cette technique réside dans l'accessibilité à de très courtes distances, définies par les épaisseurs des matériaux déposés, avec un très bon contrôle. Il est alors possible de définir des structures SININ, SNS, SINIS...en variant à loisir la longueur des différents éléments des dispositifs. De nombreuses structures sont donc envisageables afin de vérifier les prédictions théoriques ou, qui sait, observer quelque chose d'inattendu...

Bibliographie

- [1] D. Gottesman, I.L.Chuang, Nature 402, 390 (1999).
- [2] Y. Nakamura, Yu. A. Pashkin, J. S. Tsai, Nature 398, 786 (1999).
- [3] M.A. Reed, J.M. Tour, Scientific American 68 (2000).
- [4] M.H. Devoret, R.J. Schoelkopf, Nature 406, 1039 (2000) in Nature Insight, The Future of Microelectronics (ibid.).
- [5] H.W.Ch. Postma, T. Teepen, Z. Yao, M. Grifoni, C. Dekker, Science 293, 76 (2001).
- [6] H.A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 1, 288 (1999).
- [7] A. Zeilinger, Rev. Mod. Phys. 71, 288 (1999).
- [8] M. Arndt, O. Nairz, J. Vos-Andreae, C. Keller, G. van der Zouw, A. Zeilinger, Nature 401, 680 (1999).
- [9] R. Omnès, Rev. Mod. Phys. 64, 339 (1992).
- [10] P.W. Anderson, Science 177, 393 (1972).
- [11] R.B. Laughlin, Rev. Mod. Phys. 71, 863 (1999).
- [12] A. Kastalsky, A.W. Kleinsasser, L.H. Greene, R. Bhat, F.P. Milliken, J.P. Harbison, Phys. Rev. Lett. 67, 3026 (1991).
- [13] P. Charlat, H. Courtois, P. Gandit, D. Mailly, A.F. Volkov, B. Pannetier, Phys. Rev. Lett. 77, 4950 (1996).
- [14] Voir, par exemple, E.O. Kane, Basic concepts of tunneling, in *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press, N.Y. (1969).
- [15] L. Esaki, Rev. Mod. Phys. 46, 237 (1974).
- [16] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, Mécanique Quantique, Hermann Ed. (1973).
- [17] E. Belorizky, Cours de Mécanique Quantique, DEA Matière et Rayonnement, UJF Grenoble (1995-1996).
- [18] S.M. Sze, Physics of Semiconductor Device, Wiley, N.Y. (1981).
- [19] I. Giaever, Metal-Insulator-Metal Tunneling, in *Tunneling Phenomena in Solids*, Plenum Press, N.Y. (1969).
- [20] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. 1, 233 (1957).

- [21] Y. Imry, *Introduction to Mesoscopic Physics*, Oxford University Press, Oxford (1997).
- [22] Y. Imry, R. Landauer, Rev. Mod. Phys. 71, 306 (1999).
- [23] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon, Phys. Rev. Lett. 60, 848 (1998).
- [24] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, D.G. Hasko, D.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones, J. Phys. C 21, L209 (1988).
- [25] R. de Picciotto, H.L. Stormer, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West, Nature 411, 51 (2001).
- [26] I.K. Marmorkos, C.W.J. Beenakker, R.A. Jalabert, Phys. Rev. B 48, 2811 (1993).
- [27] Y.V. Nazarov, Phys. Rev. Lett. 73, 134 (1994).
- [28] O.N. Dorokhov, Solid State Commun. 51, 381 (1984).
- [29] K.M. Schep, G.E.W. Bauer, Phys. Rev. Lett. 78, 3015 (1997); Phys. Rev. B 56, 15860 (1997).
- [30] Y. Naveh, V. Patel, D.V. Averin, K.K. Likharev, J.E. Lukens, Phys. Rev. Lett. 85, 5404 (2000).
- [31] I. Giaever, Phys. Rev. Lett. 5, 147 (1960); Phys. Rev. Lett. 5, 464 (1960).
- [32] J. Bardeen, Phys. Rev. Lett. 6, 57 (1961).
- [33] M.H. Cohen, L.M. Falicov, J.C. Phillips, Phys. Rev. Lett. 8, 316 (1962).
- [34] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- [35] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill ed. (1976).
- [36] R.C. Dynes, V. Narayanamurti, J.P. Garno, Phys. Rev. Lett. 41, 1509 (1978).
- [37] A. Plecenik, M. Grajcar, S. Benacka, P. Seidel, A. Pfuch, Phys. Rev. B 49, 10016 (1994).
- [38] Y. de Wilde, T.M. Klapwijk, A.G.M. Jansen, J. Heil, P. Wyder, Physica B 218, 165 (1996).
- [39] P. Lafarge, P. Joyez, D. Estève, C. Urbina, M.H. Devoret, Nature 365, 422 (1993).
- [40] A.D. Zaikin, Physica B 203, 255 (1994).
- [41] A.F. Andreev, Sov. Phys. JETP 19, 1228 (1964).
- [42] C.W.J. Beenakker, cond-mat/9909293 (1999).
- [43] X. Jehl, M. Sanquer, R. Calemczuk, D. Mailly, Nature 405, 50 (2000).

- [44] R. Landauer, Phys. Rev. B 47, 16427 (1985).
- [45] Ya. M. Blanter, M. Büttiker, Phys. Rep. 336, 1 (2000).
- [46] K.E. Nagaev, Phys. Rev. B 52, 4740 (1995).
- [47] J. Torres, T/. Martin, G.B. Lesovik, Phys. Rev. B 63, 134517 (2001).
- [48] K.E. Nagaev, M. Büttiker, Phys. Rev. B 63, 081301 (2001).
- [49] A. Altland, B.D. Simons, D. Taras-Semchuk, Adv. in Phys. 49, 321 (2000).
- [50] C.W.J. Beenakker, Quantum Transport in Semiconductor - Superconductor Microjunctions, in *Mesoscopic Quantum Physics*, Les Houches LXI, Elsevier Sc. (1995).
- [51] P.G. de Gennes, E. Guyon, Phys. Lett. 3, 168 (1963); P.G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. 36, 225 (1964); G. Deutscher, P.G. de Gennes, Proximity effects, in *Superconductivity*, R.D. Parks ed., N.Y. (1969).
- [52] J.J. Hauser, H.C. Theuerer, N.R. Werthamer, Phys. Rev. 136, A637 (1964).
- [53] P.G. de Gennes, D. Saint-James, Phys. Lett. 4, 151 (1963).
- [54] J.M. Rowell, W.L. McMillan, Phys. Rev. Lett. 16, 453 (1966).
- [55] W.J. Tomasch, Phys. Rev. Lett. 15, 672 (1965); Phys. Rev. Lett. 16, 16 (1966).
- [56] W.L. McMillan, P.W. Anderson, Phys. Rev. Lett. 16, 85 (1966).
- [57] W.L. McMillan, Phys. Rev. 175, 537 (1968); Phys. Rev. 175, 559 (1968).
- [58] W. Belzig, C. Bruder, G. Schön, Phys. Rev. B 54, 9443 (1996).
- [59] A.A. Golubov, F.K. Wilhelm, A.D. Zaikin, Phys. Rev. B 55, 1123 (1997).
- [60] S. Pilgram, W. Belzig, C. Bruder, Phys. Rev. B 62, 12462 (2000).
- [61] S. Guéron, H. Pothier, N.O. Birge, D. Estève, M.H. Devoret, Phys. Rev. Lett. 77, 3025 (1996).
- [62] M. Vinet, C. Chapelier, F. Lefloch, Phys. Rev. B 63, 165420 (2001).
- [63] N. Moussy, H. Courtois, B. Pannetier, Rev. Sc. Instrum. 72, 128 (2001); cond-mat/0106299 (2001).
- [64] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B 25, 4515 (1982).
- [65] P.G. de Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, Benjamin N.Y. (1966).
- [66] A.V. Zaitsev, Sov. Phys. JETP 59, 1015 (1984).
- [67] P.C. van Son, H. van Kempen, P. Wyder, Phys. Rev. B 37, 5015 (1988).
- [68] S. Chaudhuri, P.F. Bagwell, Phys. Rev. B 51, 16936 (1995).
- [69] C.W.J. Beenakker, Phys. Rev. B 46, 12841 (1992).

- [70] R.A. Riedel, P.F. Bagwell, Phys. Rev. B 48, 15198 (1993).
- [71] T. Hoss, C. Strunk, T. Nussbaumer, R. Huber, U. Staufer, C. Schönenberger, Phys. Rev. B 62, 4079 (2000).
- [72] H. Courtois, P. Gandit, B. Pannetier, D. Mailly, Superlatt. Microstruct. 25, 721 (1999).
- [73] V.T. Petrashov, R.S. Shaikhidarov, P. Delsing, T. Claeson, JETP Lett. 67, 513 (1998).
- [74] C.J. Chien, V. Chandrasekhar, Phys. Rev. B 60, 15356 (1999); M.J. Black, V. Chandrasekhar, cond-mat/0005065 (2000).
- [75] A.A. Kozhevnikov, R.J. Schoelkopf, D.E. Prober, Phys. Rev. Lett. 84, 3398 (2000).
- [76] S.G. den Hartog, C.M.A. Kapteyn, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk, G. Borghs, Phys. Rev. Lett. 77, 4954 (1996); S.G. den Hartog, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk, Y.V. Nazarov, G. Borghs, Phys. Rev. B 56, 13738 (1997).
- [77] S.G. Lachenmann, I. Friedrich, A. Förster, D. Uhlisch, A.A. Golubov, Phys. Rev. B 56, 14108 (1997).
- [78] E. Toyoda, H. Takayanagi, H. Nakano, Phys. Rev. B 59, 11653 (1999).
- [79] S.N. Artemenko, A.F. Volkov, A.V. Zaitsev, Solid State Comm. 30, 771 (1979).
- [80] A.A. Clerk, P.W. Brouwer, V. Ambegaokar, Phys. Rev. B 62, 10226 (2000).
- [81] C.W.J. Beenakker, Rev. Mod. Phys. 69, 731 (1997).
- [82] B.Z. Spivak, D.E. Khmel'nitskii, JETP Lett. 35, 412 (1982).
- [83] V.T. Petrashov, V.N. Antonov, P. Delsing, T. Claeson, Phys. Rev. Lett. 70, 347 (1993); Phys. Rev. Lett. 74, 5268 (1995); V.T. Petrashov, R.S. Shaikhaidarov, I.A. Sosnin, P. Delsing, T. Claeson, A. Volkov, Phys. Rev. B 58, 15088 (1998); A. Kadigrobov, L.Y. Gorelik, R.I. Shekhter, M. Jonson, R.S. Shaikhaidarov, V.T. Petrashov, P. Delsing, T. Claeson, Phys. Rev. B 60, 14589 (1999).
- [84] H. Pothier, S. Guéron, D. Estève, M.H. Devoret, Phys. Rev. Lett. 73, 2488 (1994); Physica B 203,226 (1994).
- [85] P.G.N. de Vegvar, T.A. Fulton, W.H. Mallison, R.E. Miller, Phys. Rev. Lett. 73, 1416 (1994).
- [86] A. Dimoulas, J.P. Heida, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk, W. van der Graaf, G. Borghs, Phys. Rev. Lett. 74, 602 (1995).
- [87] Y.V. Nazarov, T.H. Stoof, Phys. Rev. Lett. 76, 823 (1996).
- [88] A.F. Volkov, A.V. Zaitsev, Phys. Rev. B 53, 9267 (1996).

-
- [89] H.A. Blom, A. Kadigrobov, A.M. Zagorskin, R.I. Shekhter, M. Jonson, Phys. Rev. B 57, 9995 (1998).
 - [90] S.J.M. Bakker, E. van der Drift, T.M. Klapwijk, H.M. Jaeger, S. Radelhaar, Phys. Rev. B 49, 13275 (1994).
 - [91] P.H.C. Magnée, N. van der Post, P.H.M. Kooistra, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk, Phys. Rev. B 50, 4594 (1994).
 - [92] W. Poirier, D. Mailly, M. Sanquer, Phys. Rev. Lett. 79, 2105 (1997).
 - [93] F. Giazotto, M. Cecchini, P. Pingue, F. Beltram, M. Lazzarino, D. Orani, S. Rubini, A. Franciosi, Appl. Phys. Lett. 78, 1772 (2001).
 - [94] B.J. van Wees, P. de Vries, P. Magnée, T.M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. 69, 510 (1992).
 - [95] F.W.J. Hekking, Y.V. Nazarov, Phys. Rev. Lett. 71, 1625 (1993); Phys. Rev. B 49, 6847 (1994).
 - [96] J.A. Melsen, C.W.J. Beenakker, Physica B 203, 219 (1994).
 - [97] M. Schechter, Y. Imry, Y. Levinson, cond-mat/9709248 (1997); cond-mat/0104343 (2001).
 - [98] H. Pothier, S. Guéron, N.O. Birge, D. Estève, M.H. Devoret, Phys. Rev. Lett. 79, 3490 (1997); F. Pierre, H. Pothier, D. Estève, M.H. Devoret, cond-mat/9912138 (1999).
 - [99] M.L. Roukes, M.R. Freeman, R.S. Germain, R.C. Richardson, M.B. Ketchen, Phys. Rev. B 55, 422 (1985).
 - [100] F.C. Wellstood, C. Urbina, J. Clarke, Phys. Rev. B 49, 5942 (1994).
 - [101] A.H. Steinbach, J.M. Martinis, M.H. Devoret, Phys. Rev. Lett. 76, 3806 (1996).
 - [102] M. Henny, S. Oberholzer, C. Strunk, C. Schönenberger, Phys. Rev. B 59, 2871 (1999).
 - [103] K.K. Likharev, Rev. Mod. Phys. 51, 101 (1979).
 - [104] P. Dubos, H. Courtois, B. Pannetier, F.K. Wilhelm, A.D. Zaikin, G. Schön, Phys. Rev. B 63, 064502 (2001).
 - [105] F. Pierre, A. Anthore, H. Pothier, C. Urbina, D. Estève, Phys. Rev. Lett. 86, 1078 (2001).
 - [106] A.F. Volkov, A.V. Zaitsev, T.M. Klapwijk, Physica C210,21 (1993).
 - [107] J.C. Inkson, *Many-body theory of solids - An introduction*, Plenum Press, New York and London (1984).
 - [108] J.R. Schrieffer, *Theory of superconductivity*, W.A. Benjamin inc. Publishers, New York (1964).
 - [109] L.P. Gorkov, Sov. Phys. JETP 34, 505 (1958).
 - [110] W. Belzig, F.K. Wilhelm, C. Bruder, G. Schön, A.D. Zaikin, cond-mat/98121297.

- [111] M. Eschrig, Phys. Rev. B 61, 9061 (2000).
- [112] M.Y. Kuprianov, V.F. Lukichev, Sov. Phys. JETP 67, 1163 (1988).
- [113] Y. Nambu, Phys. Rev. 117, 648 (1960).
- [114] L.V. Keldysh, Sov. Phys. JETP 20, 1018 (1964).
- [115] J. Rammer, H. Smith, Rev. Mod. Phys. 58, 323 (1986).
- [116] F. Zhou, B. Spivak, A. Zyuzin, Phys. Rev. B 52, 4467 (1995).
- [117] K.D. Usadel, Phys. Rev. Lett. 25, 507 (1970).
- [118] A.I. Larkin, Y.N. Ovchinnikov, Sov. Phys. JETP 46, 155 (1977).
- [119] N. Pottier, *Physique statistique hors équilibre: équation de Boltzmann, réponse linéaire*, Notes de cours du DEA de physique des solides, Ecole doctorale de Paris (1997-1998), <http://www.lpthe.jussieu.fr/DEA/>.
- [120] L. Landau, E. Lifschitz, *Physical Kinetics - Course of Theoretical Physics, vol. 10*, Pergamon Press (1981).
- [121] Y.V. Nazarov, Phys. Rev. Lett. 73, 1420 (1994).
- [122] A.F. Volkov, JETP Lett. 55, 746 (1992); A.F. Volkov, T.M. Klapwijk, Phys. Lett. A168, 217 (1992).
- [123] A.F. Volkov, Phys. Lett. A174, 144 (1993).
- [124] A.F. Volkov, Physica B203, 267 (1994).
- [125] C.J. Lambert, R. Raimondi, V. Sweeney, A.F. Volkov, Phys. Rev. B55, 6015 (1997).
- [126] G.B. Lesovik, A.L. Fauchère, G. Blatter, Phys. Rev. B 55, 3146 (1997).
- [127] A.L. Fauchère, G.B. Lesovik, G. Blatter, Phys. Rev. B 58, 11177 (1998).
- [128] M. Belogolovskii, M. Grajcar, P. Kus, A. Plecenik, S. Benacka, P. Seidel, Phys. Rev. B 59, 9617 (1999).
- [129] M. Belogolovskii, M. Grajcar, P. Seidel, Phys. Rev. B 61, 3259 (2000).
- [130] S. Yip, Phys. Rev B 52, 15504 (1995).
- [131] M. Wittmer, H. Melchior, Thin Solid Films 93, 397 (1982).
- [132] M. Wittmer, J. Vac. Sci. Technol. A 3(4), 1797 (1985).
- [133] T. Hara, A. Yamanoue, H. Iio, K. Inoue, G. Washidzu, S. Nakamura, Jap. J. Appl. Phys. 30, 1447 (1991).
- [134] C.A. Dimitriadis, S. Logothetidis, I. Alexandrou, Appl. Phys. Lett. 66, 502 (1994).
- [135] F.V. Farmakis, J. Brini, N. Mathieu, G. Kamarinos, C.A. Dimitriadis, S. Logothetidis, Semicond. Sci. Technol. 13, 1284 (1998).
- [136] A. Bendavid, P.J. Martin, R.P. Netterfield, T.J. Kinder, Surf. Coat. Technol. 70, 97 (1994).
- [137] F. Lefloch, C. Hoffmann, O. Demolliens, Physica C 319, 258 (1999).

-
- [138] Thèse de N. Hadacek, SPSMS/LCP, soutenance en 2002.
 - [139] M.N. Alexander, D.F. Holcomb, Rev. Mod. Phys. 40, 815 (1968).
 - [140] M. Wittmer, B. Studer, H. Melchior, J. Appl. Phys. 52, 5722 (1981).
 - [141] B.L. Altshuler, A.G. Aronov, A.I. Larkin, D.E. Khmelnitskii, JETP 54, 411 (1981) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. 81, 768 (1981)].
 - [142] D.R. Heslinga, T.M. Klapwijk, Solid State Comm. 84, 739 (1992).
 - [143] voir par exemple I.L. Aleiner, B.L. Altshuler, M.E. Gershenson, Waves Random Media, 9, 201 (1999) et références citées.
 - [144] J.J.A. Baselmans, A.F. Morpurgo, B.J. van Wees, T.M. Klapwijk, Nature 397, 43 (1999).
 - [145] *Foundations of Applied Superconductivity*, edited by T.P. Orlando and K.A. Delin, Addison-Wesley Publishing Co. (1991).
 - [146] V. Larrey, *Etude et réalisation de jonctions SIS à base de nitrure de niobium et d'une barrière tunnel adaptée permettant la montée aux fréquences THz des instruments hétérodynes*, Thèse de l'Université Paris VI (1998); A. Shoji, M. Aoyagi, S. Kosaka, F. Shinoki, H. Hayakawa, Appl. Phys. Lett. 46, 1098 (1985).
 - [147] E. Zeldov, J.R. Clem, M. McElfresh, M. Darwin, Phys. Rev. B 49, 9802 (1994).
 - [148] D.A. Dikin, S. Jung, V. Chandrasekhar, cond-mat/0107120 (2001).
 - [149] A. Parsons, L.A. Sosnin, V.T. Petrashov, cond-mat/0107144 (2001).
 - [150] A.W. Kleinsasser, R.E. Miller, W.H. Mallison, IEEE Trans. Appl. Supercond. 5, 26 (1995).
 - [151] H. Sugiyama, A. Fujimaki, H. Hayakawa, IEEE Trans. Appl. Supercond. 5, 2739 (1995).
 - [152] *Handbook of Thin Film Process Technology*, edited by D.A. Glocker and S. Ismat Shah, IoP Publishing Ltd (1995).
 - [153] T.D. Clark, R.J. Prance, A.D.C. Grassie, J. Appl. Phys. 51, 2736 (1980).
 - [154] H. Takayanagi, T. Kawakami, Phys. Rev. Lett. 54, 2449 (1985).
 - [155] H. Takayanagi, Physica B 218, 113 (1996).
 - [156] T. Nishino, E. Yamada, U. Kawabe, Phys. Rev. B 33, 2042 (1986).
 - [157] M. Hatano, T. Nishino, F. Murai, U. Kawabe, Appl. Phys. Lett. 53, 409 (1988).
 - [158] T. Nishino, M. Hatano, H. Hasegawa, F. Murai, T. Kure, A. Hiraiwa, K. Yagi, U. Kawabe, IEEE Electron Dev. Lett. 10, 61 (1989).
 - [159] W.M. van Hufelen, T.M. Klapwijk, L. De Lange, Phys. Rev. B 45, 535 (1992); W.M. van Hufelen, T.M. Klapwijk, D.R. Heslinga, M.J. de Boer, N. van der Post, Phys. Rev. B 47, 5170 (1993).

- [160] D.R. Heslinga, T.M. Klapwijk, Appl. Phys. Lett. 54, 1048 (1989); W.M. van Hufelen, T.M. Klapwijk, E.P.Th.M. Suurmeijer, Phys. Rev. B 47, 5151 (1993).
- [161] Th. Becker, M. Mück, Ch. Heiden, Physica B 204, 183 (1995).
- [162] M.J. Black, B.W. Alphenaar, H. Ahmed, Phys. Rev. Lett. 80, 596 (1998).
- [163] P.S. Peercy, Nature 406, 1023 (2000) in Nature Insight, The Future of Microelectronics (ibid.).
- [164] Voir par exemple F. Balestra, Bulletin de la SFP 129, 8 (2001).
- [165] <http://www.soitec.com/unibond.html>
- [166] voir par exemple <http://www.eeel.nist.gov/812/intr.htm>
- [167] L.J. van der Pauw, Philips Res. Repts. 13, 1 (1958).
- [168] L.J. van der Pauw, Philips Res. Repts. 20, 220 (1958).
- [169] I.L. Aleiner, P. Clarke, L.I. Glazman, Phys. Rev B 53, 7630 (1996).
- [170] S.R. Mahamuni, D.T. Abell, E.D. Williams, Solid State Comm. 68, 145 (1988).
- [171] E.L. Wolf, G.B. Arnold, Phys. Rep. 91, 31 (1982).
- [172] P. Dolby, R. Seviour, C.J. Lambert, J. Phys.:Condens. Matter 13, 147 (2001).
- [173] A. Hahn, Phys. Rev. B 31, 2816 (1985).
- [174] T. Rizk, A. Yulius, W.I. Yoo, P.F. Bagwell, D. McInturff, P. Chin, J.M. Woodall, T.M. Pekarek, T.N. Jackson, Superlatt. Microstruct. 25, 757 (1999).
- [175] A. Badolato, F. Giazotto, M. Lazzarino, P. Pingue, F. Beltram, C. Lucheroni, R. Fazio, Phys. Rev. B 62, 9831 (2000).

Liste des publications

F. Lefloch, D. Quirion and M. Sanquer, *Proximity Effect in a Planar Superconductor/Semiconductor Junction*, Physica B 284-288, 1846 (2000).

D. Quirion, F. Lefloch and M. Sanquer, *Proximity Effect in Planar TiN/Silicon Junctions*, J. Low Temp. Phys. 120, 361 (2000).

D. Quirion, F. Lefloch and M. Sanquer, *Transport and Heating Effect in Proximity Superconducting Structures*, accepté pour publication à Physica E (août 2001).

D. Quirion, C. Hoffmann, F. Lefloch and M. Sanquer, *Mesoscopic Proximity Effect in Double Barrier Superconductor/Normal Metal Junctions*, soumis à Phys. Rev. Lett. (octobre 2001).

Abstract

During this Ph.D., we studied the influence of a tunnel barrier on coherent transport. The structures presented in this manuscript all contain a tunnel barrier and a superconductor/normal metal (N/S) interface. Andreev reflection takes place at the N/S interface and provides the transformation of a normal current (at one particle) into a superconducting current (at two particles). This leads to the classical proximity effect.

We first studied titanium nitride/highly doped silicon contacts. The Schottky barrier at the interface limited the impact of the proximity effect. At low temperature and low voltage, we observed the enhancement of conductance due to the reflectionless tunneling. Quantitative comparison with relevant theories lead us to study heating effect in long superconductor-normal metal-superconductor (SNS) structures.

Secondly, we fabricated in clean room and measured at low temperature aluminium-copper-alumina-copper (SNIN) vertical structures in the diffusive regime. This time the tunnel barrier is located in the normal metal, providing a confinement of electrons close to the superconducting interface and enhancing the proximity effect. We observed a reentrance-like behaviour at low energy. By modulating the length of the normal metal between the superconducting interface and the tunnel barrier, we measured the transition from an excess conductance to a tunnel behaviour characteristics of SIN junctions, via the opening of a gap in the normal metal.

These two studies show that a tunnel barrier allows the spectroscopy of density of states but can also enlight the importance of coherent transport in mesoscopic structures.

Keywords

Mesoscopic physics - Andreev reflection - Proximity effect - Tunnel spectroscopy - Usadel equation - Semiconductor/metal contacts - SNIN and SININ structures

Résumé

Au cours de cette thèse, nous avons étudié l'influence d'une barrière tunnel en transport cohérent. Les structures présentées dans ce manuscrit ont toutes en commun une barrière tunnel et une interface Supraconducteur/métal Normal (S/N). L'interface S/N est le siège de la réflexion d'Andreev qui régit la transformation d'un courant normal (à une particule) en un courant supraconducteur (à deux particules). Ce processus conduit à l'effet de proximité classique.

Nous avons tout d'abord étudié des contacts nitrure de titane/silicium fortement dopé. La barrière Schottky présente à l'interface frustre l'effet de proximité. On a pu observer à basse température et faible tension l'augmentation de conductance caractéristique de l'effet tunnel sans réflexion ("reflectionless tunneling"). La comparaison quantitative de nos mesures avec les théories pertinentes nous a conduits à étudier les effets de chauffage dans les structures longues Supraconducteur-métal Normal-Supraconducteur (SNS).

Dans un deuxième temps, nous avons fabriqué en salle blanche, puis mesuré à basse température des structures verticales aluminium-cuivre-alumine-cuivre (SNIN) dans le régime diffusif. Cette fois-ci, la barrière tunnel est décalée dans le métal normal, ce qui confine les électrons près de l'interface supraconductrice et augmente l'effet de proximité. Nous avons pu observer un comportement proche de la réentrance à faible énergie. En variant l'épaisseur du métal normal présent entre l'interface supraconductrice et la barrière tunnel, nous avons constaté la transition entre un excès de conductance et l'ouverture d'un gap dans le métal normal, jusqu'à un comportement tunnel caractéristique des jonctions SIN.

Ces deux études montrent qu'une barrière tunnel permet non seulement la spectroscopie des densités d'états, mais également de mettre en évidence le transport cohérent dans les structures mésoscopiques.

Mots-clés

Mésoscopie - Réflexion d'Andreev - Effet de proximité - Spectroscopie tunnel - Equation d'Usadel - Contacts semiconducteur/métal - Structures SNIN et SININ